

LIBRO EXCLUIDO
DE PRESTAMO

UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE MADRID	
ETS. INGENIEROS DE CAMINOS	
BIBLIOTECA	
RTRO. ENTRADA	58305-1
N.º DOCUMENTO	
N.º EJEMPLAR	
SIGNATURA	113 C 421 V.1



**ESCUELA TECNICA SUPERIOR DE INGENIEROS
DE CAMINOS, CANALES Y PUERTOS**

**DEPARTAMENTO DE INGENIERIA CIVIL
HIDRAULICA Y ENERGETICA**

**TRANSPORTE DE SEDIMENTO EN BERMAS DE
TORMENTA POR REBASE DE OLEAJE**

Volumen 1

Aspectos Teóricos

TESIS DOCTORAL

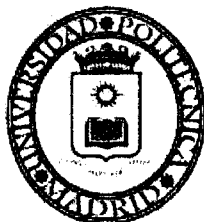
AUTOR: MIGUEL ANGEL VERGARA SANCHEZ

Ingeniero Civil

DIRECTOR DE TESIS: EDUARDO MARTINEZ MARIN

Dr. Ingeniero de Caminos Canales y Puertos

Madrid, 2003



Universidad Politécnica de Madrid
Escuela Técnica Superior
de
Ingenieros de Caminos Canales y Puertos

**DEPARTAMENTO DE INGENIERIA CIVIL
HIDRAULICA Y ENERGETICA**

Tribunal nombrado por el Mgfc. y Excmo. Sr. Rector de la
Universidad Politécnica de Madrid, para juzgar la Tesis Doctoral

Presidente D..LUIS GARROTE DE MARCOS.....

Vocal D..ANTONIO LECHUGA ALVARO.....

Vocal D..EMILIO DE LA ROSA OLIVER.....

Vocal D..ANGEL LUIS ALDANA VALVERDE.....

Secretario D..FRANCISCO LAGUNA PEÑUELAS.....

Calificación..SOBRESALIENTE CUM LAUDE.....

Madrid, el día..23..de..JUNIO.... del 2003

DEDICATORIA

A la memoria de mi padre

A mi madre con eterno agradecimiento

Con todo mi amor

A mi esposa María Eugenia

A mis hijos

Miriam Eugenia

Miguel Angel

Mariana Lucía

Que me brindaron total apoyo y comprensión en esta ardua tarea

A mi inolvidable amigo

Josué Cornejo Velasco, que un día regresó al mar para siempre

RECONOCIMIENTOS

Al Dr. Eduardo Martínez Marín, con mi más amplio agradecimiento por su valiosa dirección y respaldo en la ejecución de este trabajo, por su amistad compartida con su esposa, trato amable y calidad humana siempre mostrada a mi persona y a mi familia.

Al Dr. Alvaro Muñoz Mendoza, codirector de esta tesis, por el apoyo recibido y sus acertados comentarios durante el desarrollo de la misma en México.

A Deyanira Castro Fierro, Carlos Bautista Romero, Jesús Rocha Martínez, Héctor Barrios Piña, y Raúl Garnica Miranda por su leal amistad y ayuda.

A los doctores Juan Manuel Navarro Pineda y Rubén Cantú Chapa, quienes reforzaron mi entusiasmo para continuar con los estudios de doctorado.

De modo especial, quiero agradecer al Dr. Sergio Cruz León, amigo entrañable, por sus enseñanzas y orientaciones que contribuyeron en la ejecución de esta tesis doctoral.

Al Dr. Manuel Recuero López, Director de Relaciones con Latinoamérica de la Universidad Politécnica de Madrid, por su trato afectuoso y amistad brindada en unión de su familia.

A los doctores Florentino Santos García, Jesús Fraile Mora y Pedro García Gutiérrez, autoridades de la Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Caminos, Canales y Puertos por sus atenciones recibidas. A Elisa Higuera, por su apoyo en la gestión administrativa, y a Concepción García por su eficiente ayuda en la consulta y acceso a la biblioteca de esta escuela.

Al Instituto Politécnico Nacional de México, a través de la Secretaría Académica, de la Escuela Superior de Ingeniería y Arquitectura, de la Comisión de fomento de Actividades Académicas, que a lo largo de mi vida, me han brindado todas las oportunidades de superación, y a la Coordinación General de Posgrado e Investigación que me apoyó financieramente con los proyectos DEPI 20010588 y CGPI 200671.

A la Universidad Politécnica de Madrid, por su apoyo a través del convenio de colaboración con el Instituto Politécnico Nacional de México, por el cual me fue posible hacer los estudios de doctorado.

Finalmente a la Asociación Nacional de Universidades e Instituciones de Educación Superior, a través de su Programa Nacional de Superación del Personal Académico, por el otorgamiento de una beca para realizar los estudios de doctorado.

INDICE**Volumen 1**

Resumen	VIII
Abstract	IX

INTRODUCCION

Antecedentes	1
Objetivo general	3
Justificación	4
Metodología de la investigación	5

CAPITULO 1**ESCENARIO FISICO Y GEOMORFOLOGICO
DE LAGUNAS COSTERAS**

1.1. Introducción	9
1.2. Evolución de las costas	11
1.2.1. Geomorfología	11
1.3. Lagunas litorales	27
1.3.1. Medio físico	27
1.3.2. Sistema lagunar complejo	29
1.3.3. Características generales	31
1.4. Bocas a marea libre	40
1.4.1. Origen	40
1.4.2. Características generales de bocas a marea.	42
1.4.3. Clasificación de bocas.	45
1.4.4. Escalas de procesos	48
1.4.5. Evolución morfodinámica.	51
1.5. Hidrodinámica del sistema laguna – boca	90
1.5.1. Introducción	90
1.5.2. Ecuaciones básicas de movimiento	90

1.5.3. Ecuaciones de Reynolds.	96
1.5.4. Flujo unidimensional	98
1.5.5. Ecuaciones integradas en la profundidad	102

CAPITULO 2

BARRERAS LITORALES EN EL GOLFO DE MEXICO

CASO: LAGUNA MADRE DE TAMAULIPAS

2.1. Introducción	107
2.2. Estudio geomorfológico de la laguna madre	108
2.2.1. Ubicación	108
2.2.2. Origen y desarrollo	109
2.2.3. Sedimentación	110
2.2.4. Fisiografía	111
2.2.5. Clasificación	120
2.2.6. Hidrografía	121
2.2.7. Vientos y huracanes	125
2.2.8. Hidrodinámica	128

CAPITULO 3

PLANTEAMIENTO CONCEPTUAL DEL PROBLEMA

3.1. Introducción	129
3.2. Procesos de erosión	130
3.2.1. Niveles de erosión	130
3.2.2. Zonas de vulnerabilidad en la barrera de la Laguna Madre	131
3.3. Fenómenos asociados.	133

CAPITULO 4

ESTADO DEL ARTE

4.1. Introducción	135
4.2. Olas de superficie	136
4.2.1. Generación de olas por tormenta.	136
4.2.2. Generalidades de la propagación de las olas	137
4.3. Teorías de las olas	138

4.3.1. Teoría de las olas de amplitud pequeña.	139
4.3.2. Teoría de las olas de amplitud finita.	155
4.3.3. Rompimiento de las olas.	171
4.4. Generalidades de la turbulencia en la zona de rompimiento.	185
4.4.1. Descripción física.	185
4.4.2. Descripción matemática.	186
4.5. Variación de la elevación de la superficie del mar.	197
4.5.1. Introducción	197
4.5.2. Efectos de olas cortas	197
4.5.3. Ascenso en lo alto de la playa	201
4.5.4. Maremotos o Tsunamis	203
4.5.5. Mareas astronómicas	204
4.5.6. Mareas de tormenta	206
4.6. Corrientes cerca de la costa	209
4.6.1. Introducción.	209
4.6.2. Corriente uniforme	210
4.6.3. Movimiento inducido por las olas	211
4.6.4. Corrientes en la zona de rompientes	212
4.7. Esfuerzos cortantes y fricción en el fondo	225
4.7.1. Introducción	225
4.7.2. Modelos básicos del esfuerzo cortante hidrodinámico.	227
4.8. Transporte de sedimentos	247
4.8.1. Introducción	247
4.8.2. Formas de transporte de sedimentos	247
4.8.3. Características de los sedimentos	249
4.8.4. Inicio de movimiento del sedimento.	257
4.8.5. Formas del fondo	265
4.8.6. Transporte por corrientes	272
4.8.7. Transporte por olas	293
4.9. Identificación de líneas de investigación	320

Volumen 2

INTRODUCCION 1

CAPITULO 1

PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA ESPECIFICO

1.1. Introducción	2
1.2. Planteamiento del problema	2
1.3. Objetivos	3
1.3.1. Objetivo general	4
1.3.2. Objetivos particulares	4
1.4. Hipótesis	4
1.5. Variables consideradas	5
1.5.1. Variables independientes	5
1.5.2. Variables dependientes	6
1.5.3. Constantes	7
1.6. Método de verificación de hipótesis	7
1.7. Relación funcional	9
1.8. Análisis dimensional	10
1.8.1. Relación funcional de la erosión sobre la berma	11

CAPITULO 2

EXPERIMENTACION: DISEÑO Y METODOLOGÍA

2.1. Introducción	16
2.2. Etapas del trabajo experimental	17
2.3. Similitud	17
2.3.1. Similitud del fluido	20
2.3.2. Similitud del régimen de flujo	21
2.3.3. Similitud cinemática de las olas	21
2.3.4. Similitud de corrientes inducidas por viento	22
2.3.5. Similitud del sedimento	23

2.3.6. Escalas	25
2.4. Instalaciones y equipo de medición	26
2.4.1. Proyecto y construcción del canal de olas	28
2.5. Rangos de variación de las variables independientes	38
2.5.1. Olas	38
2.5.2. Viento	39
2.5.3. Profundidades de los perfiles de la playa	42
2.5.4. Sobre elevación por tormenta	43
2.5.5. Granulometría	43
2.5.6. Fluidos	44
2.6. El modelo	44
2.6.1. Perfil de la barrera litoral	45
2.6.2. Materiales	47
2.7. Instrumentación	50
2.7.1. Medición de las olas	50
2.7.2. Medición de profundidades	52
2.7.3. Medición de velocidades	52
2.8. Ensayos ejecutados	55
2.8.1. Ensayos de exploración	55
2.8.2. Ensayos preliminares	56
2.8.3. Ensayos definitivos	65

CAPITULO 3

ANALISIS DE RESULTADOS

3.1. Introducción	73
3.2. Caracterización de los ensayos	73
3.3. Validación de los ensayos	74
3.4. Comportamiento de las variables	74
3.4.1. Forma de las olas generadas	74
3.4.2. Eficiencia del generador de las olas	75
3.4.3. Longitud de las olas	75
3.4.4. Amortiguamiento de la altura de las olas	76

3.4.5. Velocidades en el fondo	78
3.4.6. Esfuerzos cortantes en el fondo	78
3.4.7. Amortiguamiento de la altura de la ola afectada por el viento	79
3.4.8. Velocidad total en el fondo inducida por las olas y viento	79
3.4.9. Esfuerzo cortante total en el fondo	80
3.4.10. Esfuerzo cortante en el fondo por viento	80
3.4.11. Esfuerzo cortante total en el fondo en función de los esfuerzos cortantes parciales	81
3.4.12. Transporte de sedimentos	86
3.4.13. Resumen	88

CAPITULO 4

COMPARACION CON OTROS METODOS

4.1. Introducción	91
4.2. Métodos seleccionados	91
4.2.1. Método de Soulsby	92
4.2.2. Método de van Rijn	94
4.2.3. Método de Tega y Kobayashi	95
4.3. Aplicación del método propuesto	96
4.4. Comparación de resultados entre el método propuesto y métodos seleccionados	97
4.5. Factibilidad de aplicación de la relación funcional propuesta	99

CAPITULO 5

CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

5.1. Introducción	101
5.2. Conclusiones	102
5.3. Recomendaciones de líneas futuras para investigación	105
5.4. Aportes originales	106

ANEXO A

DATOS EXPERIMENTALES

A.1. Introducción	109
A.2. Objetivo	109
A.3. Ensayos preliminares	110
A.4. Ensayos definitivos	110

SIMBOLOGIA UTILIZADA	220
-----------------------------	-----

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS	231
-----------------------------------	-----

RESUMEN

La estimación del volumen de sedimento transportado, producto de la erosión provocada por olas rompientes sobre bermas de tormenta, se abordó a través de una investigación experimental. La condición de inundación de las bermas debida a la sobre elevación del nivel del mar durante la presencia de un huracán, y el movimiento del sedimento generado en la capa de fondo, fue el interés central de este trabajo.

La actividad experimental se desarrolló en un canal de olas, equipado con generadores de olas regulares y viento en régimen permanente, sobre el que se ejecutaron 241 ensayos. Este canal fue proyectado y construido específicamente para esta investigación en el Laboratorio de Ingeniería Hidráulica de la Escuela Superior de Ingeniería y Arquitectura del Instituto Politécnico Nacional de México, en el marco del convenio de colaboración con la Universidad Politécnica de Madrid.

Dentro del canal, se construyó el modelo físico del perfil medio de una playa, correspondiente a la barrera litoral de la Laguna Madre de Tamaulipas en el Golfo de México. La primera sección del perfil representa la playa sumergida, con fondo fijo y pendiente uniforme 1:100; la segunda sección corresponde al estrán, con pendiente 1:50 y también de fondo fijo; la tercera sección es horizontal y de fondo móvil, y representa la zona de la berma. Esta última parte del perfil, se conformó con baquelita triturada para simular el sedimento. Las variables involucradas que caracterizan el fenómeno estudiado, fueron tratadas mediante el Análisis Dimensional, del que se derivó la relación funcional propuesta en este trabajo de tesis, además de las condiciones de similitud a cumplir en el modelo.

Los datos obtenidos en los ensayos fueron ordenados en tablas y representados en gráficos y ecuaciones ajustadas, que permitieron establecer la metodología para aplicar la relación funcional propuesta y que fue comparada con otros modelos teóricos y experimentales. Estas ecuaciones proporcionan resultados útiles, y pueden servir de punto de partida para futuras líneas de investigación.

ABSTRACT

The estimation of the volume of transported sediment, product of the erosion provoked by waves breaking on bermas of storm, was approached across an experimental investigation.

The condition of flood of the bermas owed to it on increase of the level of the sea during the presence of a hurricane, and the movement of the sediment generated in the cap of bottom, was the central interest of this work.

The experimental activity developed in a channel of waves, equipped with generators of regular waves and wind in permanent regime, on which 241 tests were executed. This channel was projected and constructed specifically for this investigation in the Laboratory of Hydraulic Engineering of the high school of Engineering and Architecture of the Instituto Politécnico Nacional de México in collaboration with Universidad Politécnica de Madrid

Inside the channel, there was constructed the physical model of the average profile of a beach corresponding to the coastal barrier of the Lagoon Mother of Tamaulipas in the Gulf of Mexico. The first part of the profile represents the beach plunged with fixed and slope uniform bottom 1:100, the second part corresponded to the estran with slope 1:50 and also of bottom fixed, followed by a zone of mobile horizontal bottom that represents the berma. In the latter divides from the profile, it conformed to bakelite crushed to simulate the sediment. The involved variables that characterize the studied phenomenon, they were treated by means of the Dimensional Analysis, from which there obtained the functional relation proposed in this work of thesis, besides the conditions of similarity to expiring in the model.

The information obtained in the tests was arranged in tables and represented in graphs and adjusted equations, which allowed establishing the methodology to apply the functional proposed relation and which were compared with other theoretical and experimental models. These equations provide useful results and can use as point to begin for future investigation lines.

INTRODUCCION

ANTECEDENTES

Las fronteras litorales de México, al igual que otras en el mundo, son frentes expuestos a acciones de fenómenos naturales como son los huracanes, cuyo impacto sobre la morfología de la costa y en los *ecosistemas estuarinos* dependen principalmente de la intensidad de éstos, cuyas cuantiosas pérdidas de vidas y daños materiales son de manera inmediata, afortunadamente con menos frecuencia, como ocurrió recientemente con el huracán Gilberto en 1986 sobre el Golfo de México y el Caribe, y el huracán Paulina en 1997 sobre el litoral del Pacífico.

Los efectos de la mayoría de los huracanes sobre tales ecosistemas, generalmente se observan a largo plazo, donde las fuertes aportaciones de escurrimientos superficiales y de sedimentos, que sumados a otros de orden climático y marítimo, alteran la flora y la fauna, en consecuencia, la productividad pesquera del mismo.

Los factores marítimos, principalmente las mareas y las olas, se manifiestan en los ecosistemas estuarinos, que en adelante se referenciará particularmente a las *lagunas costeras*, a través del caudal de agua de mar que penetra por las *bocas a marea* para formar parte del balance hidrológico y de la hidrodinámica de la laguna respectiva. Este volumen de agua, también llamado *prisma de marea*, provoca una variación del mezclado con el agua dulce de aportación continental; de igual manera ocurre con la distribución y abundancia de especies vivas, el flujo de energía y ciclos de la materia. La magnitud del prisma de marea, depende fundamentalmente de las características de la marea, de la geometría de la laguna y de la de la boca, esta última configurada por la interacción del oleaje y corrientes de marea asociadas al transporte de sedimentos.

Estos factores tratados individualmente son complejos, aún más cuando son tomados en conjunto, pues se crea un sistema complicado que intenta alcanzar un balance dinámico.

Las bocas a marea se ubican en la barrera litoral que separa la laguna y el mar; pueden ser permanentes naturales o artificiales, con duración de hasta decenas de años o efímeras con duración de hasta algunos meses. Las tormentas contribuyen significativamente en la apertura de las bocas; las corrientes de marea las mantienen abiertas y el oleaje transporta el sedimento que lo distribuye en el entorno de la boca para formar bajos de flujo y de reflujo que pueden provocar el cierre de ésta.

La génesis de las barreras litorales está íntimamente relacionada a la evolución general de las costas, a escalas temporales diferentes, sujetas a diversos agentes de carácter dinámico que implican cambios continuos. Una barrera litoral larga es normalmente de ancho angosto y con frecuencia seccionada por la presencia de las bocas, llamadas a estas fracciones *islas de barrera*, que físicamente, geológicamente y biológicamente, son la mayor parte de estructuras diversas.

Desde el punto de vista físico, algunas barreras de arena sobre las costas del Pacífico mexicano crecen en dirección hacia el mar, Curray et al. (1969), producto del alto suministro de sedimento arenoso acarreado por los ríos mientras que, por el lado del Golfo de México, el régimen fluvial aporta sedimentos finos en suspensión. El proceso del rebase de oleaje y la erosión sobre las bermas de tormenta, el desplazamiento de dunas sujetas a las tormentas costeras regulares, incluidos los huracanes, traen como resultado que las barreras se desplacen en dirección hacia tierra, con la consecuente reducción de las profundidades de la laguna al crearse diferentes patrones de depósitos de sedimento, Schwartz (1995), Leatherman (1976).

Particularmente el proceso de rebase de oleaje es una combinación de efectos resultante de la sobre elevación del mar y del oleaje, ambos generados por las tormentas que producen inundaciones en las partes bajas de la barrera y de la laguna, además de la erosión de aquella, de modo que el sedimento es transportado hacia atrás de la barrera

para crear bajos en forma de abanicos y ser distribuidos posteriormente en el interior de la laguna por la acción de las corrientes y oleaje locales, así como los vientos que soplan hacia tierra.

En México, este proceso de rebase de oleaje, se hace sentir con mayor magnitud en la barrera litoral de la Laguna Madre en el Estado de Tamaulipas. Aquí existen cinco bocas a marea, de las cuales, la del Mezquital es la única que desde su construcción en 1980 se mantiene permanentemente abierta mediante trabajos de dragado, y las otras construidas en 1975 se encuentran en avanzado estado de deterioramiento.

Además de estas bocas, existe un sin número de sitios de baja elevación de la barrera litoral, denominados en este trabajo como *bermas de tormenta*, que son sensibles al rebase de oleaje aún para pequeñas sobre elevaciones del nivel del mar; por lo cual se presume que los fuertes volúmenes de sedimento que invaden a la laguna, en proceso permanente de reducción de profundidades, proceden fundamentalmente de la barrera litoral, como producto de la respuesta de ésta a la presencia de los huracanes y al régimen de vientos dominantes; mientras que los sedimentos de origen continental han disminuido debido al control humano de los mayores escurrimientos de la región.

La situación mencionada, coloca a esta laguna en un escenario de gran interés, por lo que ella significa a nivel nacional, respecto a su productividad pesquera, como espacio natural de hospedaje a más de 200 variedades de aves y la relación de la población ribereña con su entorno.

OBJETIVO GENERAL

Contribuir al conocimiento del proceso de rebase de oleaje, erosión y transporte de sedimentos sobre barreras litorales con bermas de tormenta, mediante el establecimiento de una relación funcional simple, para cuantificar con aproximación razonable el caudal sólido arrastrado durante el rebase de oleaje generado por huracanes, como es el caso de la barrera litoral de la Laguna Madre de Tamaulipas.

JUSTIFICACION

Se han llevado a cabo numerosos estudios en los Estados Unidos de Norteamérica, Hawai, Japón, Australia y otros países, con relación al impacto en la morfología de las barreras litorales y a los ecosistemas estuarinos producidos por huracanes, como el resultado del rebase del oleaje, alcanzando en algunos casos niveles catastróficos; situación que ha motivado a los investigadores en esta área, a establecer modelos de predicción de la actividad energética de los huracanes que ayuden a la toma de decisiones con el propósito de reducir la magnitud de los probables daños, Peland et al (1970); Kochel (1986 y 1994); Therman (1993); Sheets (1993); Chiu (1993); Leatherman (1992); Taylord (1997); USGS (2001), entre otros.

Particularmente, respecto a la evaluación de los volúmenes de sedimento transportado por rebase del oleaje, se han empleado las técnicas de levantamientos topográficos, de fotointerpretación y análisis de imágenes de satélite, todos ellos bajo la comparación de registros de fechas anterior y posterior a la ocurrencia del fenómeno, McBride R, et al., (1991); Yamamoto (1993); Sault, et al., (1999); Hapke and Richmond (1999). Más recientemente se ha ampliado el uso de la técnica de video. Davidson, et al., (1997); Overton and Fisher (1996); Wu and Juang (1996); Worley, et al., (1997); Foote and Horn (1999); Brock, et al., (1999).

Por otra parte, otros investigadores han trabajado en la búsqueda de establecer relaciones funcionales que permitan estimar tales volúmenes, para lo cual se han sustentado en resultados de trabajos experimentales a escala, habiendo deducido relaciones semiempíricas que vinculan el caudal de agua del flujo de rebase con el caudal sólido transportado, Steeltzel and Visser (1992); Hancock and Kobayashi (1994); Tega and Kobayashi (1996).

Respecto a daños por rebase del oleaje sobre la barrera litoral de la Laguna Madre, solamente se registran las roturas e islotes o bajos por el interior y a todo lo largo de ésta, lo cual demuestra la gran cantidad de sedimentos aportados por el mar y la erosión

generada, que contribuye a la reducción del área y profundidades de la laguna. El volumen de estos sedimentos no ha sido evaluado; situación por la cual al satisfacerse el objetivo del presente proyecto podrá contarse con un método de estimación rápida, económica y de fácil aplicación con datos que puedan derivarse de una tormenta actuante.

METODOLOGIA DE LA INVESTIGACION

Basado en el método científico, este trabajo de investigación se desarrolló en 6 etapas fundamentales, las que se explican a continuación y se reportan en dos volúmenes; el Volumen 1 de Aspectos Teóricos, y el Volumen 2 de Aspectos Experimentales.

PRIMERA ETAPA: Definición del tema de investigación.

Con base a mi experiencia profesional e interés particular sobre problemas en ingeniería de costas, como son las lagunas litorales, el presente trabajo de investigación se centró en el tema general de transporte de sedimentos litorales; para lo cual fue necesario ubicar y comprender el problema a través del escenario físico morfológico e hidrodinámico del sistema laguna-mar separado por la barrera litoral. Este estudio queda comprendido en los capítulos 1, 2 y 3 del volumen 1.

El capítulo 1 denominado Escenario Físico y Geomorfológico de las Lagunas Costeras, trata los aspectos más significativos de las características fisiográficas e hidráulicas del sistema laguna-boca y su relación con el transporte de sedimentos litorales.

El capítulo 2, relativo a las Barreras Litorales en el Golfo de México, caso de estudio: Laguna Madre de Tamaulipas, presenta las características de esta laguna de donde se deriva el objeto de estudio.

Con fundamento en los capítulos anteriores el tema general del transporte de sedimentos litorales se enfocó hacia el proceso de erosión de bermas de tormenta sobre barreras litorales cuando éstas son rebasadas por las olas durante la presencia de huracanes. Este problema a nivel conceptual se trata en el capítulo 3, además de referir los factores de los fenómenos asociados, como son las olas y su propagación, variación del nivel del mar, la influencia del viento local y el proceso de transporte de sedimentos.

SEGUNDA ETAPA: Recopilación de bibliografía.

Los factores señalados en la etapa anterior, establecieron la dirección de la búsqueda de la bibliografía específica y complementaria, relacionada con los conceptos, teorías y procedimientos que integran el marco teórico del conocimiento sobre el transporte de sedimentos en bermas de tormenta por la acción del flujo generado por el rebase de las olas.

El esquema temático del estudio se formó y desarrolló con detalle y con la profundidad que establece el rigor científico para el caso, habiéndose abordado desde su origen los siguientes factores: olas, variación del nivel de la superficie del mar, corrientes, vientos, esfuerzos cortantes y transporte de sedimentos.

La búsqueda de la bibliografía se hizo por consulta en diferentes fuentes de información de interés en el ámbito científico, resaltando las memorias de congresos y revistas internacionales, libros y bases de datos recientes, sin dejar de considerar trabajos de otras épocas que contienen conocimientos básicos.

De los trabajos más importantes seleccionados, se consignan en el volumen 1, capítulo 4 llamado Estado del Arte, modelos de origen analítico o experimentales, así como resultados cualitativos y cuantitativos significativos de campo, laboratorio y simulación numérica, con lo cual se identificaron áreas prioritarias que se atienden científicamente a nivel internacional, además de observar el nivel en que se encuentran

los métodos para evaluar el transporte de sedimentos por rebase de olas sobre bermas de tormenta.

TERCERA ETAPA: Planteamiento del problema específico

De las etapas anteriores, en la presente se caracteriza el problema específico del objeto de estudio de esta investigación a través de los objetivos general y particulares, la hipótesis de trabajo, las variables consideradas, el método de verificación de hipótesis, además de obtener la función dimensionalmente homogénea relacionada con la erosión de la berma de tormenta por el rebase de olas. Lo anterior se expone en el volumen 2 capítulo 1, denominado Planteamiento del Problema Específico.

CUARTA ETAPA: Experimentación

El procedimiento elegido para verificar la hipótesis, fue el experimental en laboratorio mediante la técnica de modelación hidráulica. *Esta etapa comprende el establecimiento de las leyes de similitud de los fenómenos a representar, las escalas de las magnitudes físicas, las instalaciones e instrumentos de medición empleados, el diseño del modelo, los rangos de variación de las magnitudes independientes y la descripción de los ensayos ejecutados.* Todo ello se consigna en el volumen 2, capítulo 2, titulado Experimentación: Diseño del Experimento y Metodología.

QUINTA ETAPA: Análisis y Discusión de Resultados

Después del ordenamiento y proceso de los datos relativos a los ensayos ejecutados, la presentación en tablas y gráficas de los diferentes parámetros de interés, se analiza la validez y el comportamiento de los mismos, así como la relación funcional propuesta en cumplimiento de los objetivos de la investigación. Esta etapa se aborda en el volumen 2, capítulo 3, nombrado Análisis de Resultados, mientras que en el capítulo 4,

Comparación con otros Métodos, se hace la comparación de la relación funcional propuesta con otros métodos para predecir el caudal de sedimento arrastrado sobre bermas de tormenta.

SEXTA ETAPA: Conclusiones y Recomendaciones

Las conclusiones más importantes del estudio, la recomendación de posibles líneas de investigación futuras relacionadas con el tema de la presente investigación y los aportes originales derivados de ésta, son expuestas en el volumen 2, capítulo 5.

CAPITULO 1

ESCENARIO FISICO Y GEOMORFOLOGICO DE LAGUNAS COSTERAS

1.1. INTRODUCCION

Entre los diversos rasgos que constituyen una costa, se encuentran las lagunas litorales o costeras, cordones o barreras litorales y bocas litorales de marea; la integración de estos elementos constituye un sistema lagunar costero, que es un ambiente natural en el que se produce intercambio de materia y energía que interacciona con los elementos vivos componentes del mismo.

Un ecosistema como éste, no debe soslayar el impacto que sobre el ejerce la actividad humana en el contexto del sistema económico en que se desarrolla, lo cual le permite ser tratado como un sistema complejo.

Abordar el estudio de un sistema complejo implica un quehacer con metodología adecuada de carácter interdisciplinario, sin embargo, no se excluyen las actividades especializadas que conducen al desarrollo del conocimiento específico de un fenómeno físico, que debiera considerar el interés global o efectos en la totalidad de dicho sistema.

En este marco, el sistema lagunar costero constituye un ecosistema, donde la relación entre los ambientes físicos, la atmósfera, la hidrosfera y la litosfera, genera los cambios morfológicos de las costas en lo general, y en lo particular de las bocas a marea. Para entender estos cambios es necesario comprender la dinámica litoral sujeta a la variabilidad de los factores de mayor significancia en el tiempo y en el espacio, como son; el oleaje, corrientes y disponibilidad de sedimentos.

El efecto de los factores mencionados, se manifiesta en los procesos de erosión, azolve y de transporte de sedimentos, que han sido objeto de estudio cada vez más profundo, habiendo alcanzado hasta el presente considerables progresos.

Las lagunas costeras generalmente tienen una orientación paralela a la costa, sujeta a un intercambio de agua con el mar, donde el grado de salinidad depende del balance hidrológico integrado por las aportaciones de agua continental superficial y subterránea, además de las aportaciones marítimas a través de las bocas a marea que desempeñan un papel significativo en el proceso de mezclado, lo cual conduce a caracterizar a las lagunas desde hipo a hipersalinas.

Las lagunas costeras son referidas comúnmente como un tipo de estuario, sin embargo, la apertura permanente de éstos no responde exactamente al comportamiento de una laguna costera; su morfología, el número de bocas a marea y su grado de permanencia las hace diferentes. Particularmente, la hidrodinámica y morfodinámica de las bocas tienen un comportamiento singular, sujeto al desarrollo del oleaje generado por viento, sobre elevación del nivel del mar, corrientes por marea y viento, que en conjunto componen la acción mecánica del transporte y depositación de los sedimentos que contribuyen además del comportamiento dinámico general del litoral.

Este trabajo es un intento de resumir los aspectos más importantes de un sistema lagunar costero, es el punto de vista geomorfológico e hidrodinámico que demanda una atención especial respecto a otros tipos de cuerpos de agua costeros.

Por esto último, y con el propósito de ubicar y entender debidamente el tema del presente trabajo, se consideró necesario abordar resultados y modelos desarrollados por diferentes autores en materia de:

- a.- La evolución geológica y clasificación de las costas.
- b.- Caracterización de las lagunas costeras y su evolución espacial y temporal
- c.- El análisis del equilibrio dinámico de bocas a marea y su relación con el transporte litoral, así como
- d.- El planteamiento de las ecuaciones fundamentales en que éstos se sustentan.

1.2. EVOLUCION DE LAS COSTAS

1.2.1. Geomorfología

Agentes en la evolución de las costas

Las lagunas costeras o litorales, cordones litorales (barreras) y bocas a marea ó bocas litorales, son rasgos característicos de una costa, cuya evolución es producto de la interacción de procesos complejos que permanentemente modifican la masa del material terrestre y las características de la topografía natural y patrones de la superficie terrestre propia bajo la presencia de agentes de origen geológico, físico, químico, biológico y antropomórfico, cuyo efecto se manifiesta a escalas de tiempo diferentes.

Agentes Geológicos

Estos agentes se asocian a eventos antiguos que deformaron la superficie terrestre y constituyen los fundamentos de las condiciones actuales de las costas a escala de tiempos geológicos constituidas por miles y millones de años.

El agua, los glaciares y el viento integran el grupo de agentes geológicos de mayor importancia en tales modificaciones. A su vez el agua al escurrir, se convierte en el de superior efectividad en el proceso de erosión respecto a los otros, aún combinados, por supuesto, asociado a numerosos parámetros que dependen de las características geométricas y naturales del suelo, vegetación y volumen de escurrimiento.

- El Agua

En términos generales, los modos de escurrimiento del agua se tipifican en: superficial, subsuperficial y subterráneo, todos ellos derivados de la precipitación sobre la superficie de la tierra, de la que solo un porcentaje, del 22 al 30% a nivel mundial, regresa al mar en forma de escurrimiento superficial, Matthewss (1968); otra parte se infiltra convirtiéndose en agua subterránea y la mayor parte vuelve a la atmósfera por evaporación o transpiración.

El escurrimiento superficial se concentra en pequeños cauces, surcos y arroyos, y cauces de mayor tamaño que constituyen ríos de tamaño y potencialidad de flujo diferente

que cuya interacción da lugar al grado y tipo de erosión, tal como: la erosión por abrasión o erosión mecánica, que ocurre por frotación entre partículas de roca; la erosión por disolución, debida a la presencia de ácido carbónico en el agua que disuelve los minerales dentro del lecho de roca, y la erosión por labrado de roca, debido a la introducción del agua en las grietas del cauce del río y en consecuencia la remoción del material rocoso. El trabajo inicial realizado por los escurrimientos, la erosión, se manifiesta en millones de toneladas de sedimentos que son transportados por las corrientes y depositados en zonas (llanuras, lagos, mar) donde el potencial del arrastre del río ha disminuido a causa, principalmente, de menores pendientes y ensanchamiento de los cauces y en consecuencia decrecimiento de las velocidades del flujo. El material así depositado se denomina aluvión. Estos depósitos aluviales, se componen normalmente de fragmentos de roca pulidos o redondeados por la abrasión fluvial, clasificados por tamaño y estratificados con los materiales más gruesos en el fondo. La influencia del escurrimiento de agua subterránea en el proceso de erosión se debe a la presencia de ácido carbónico en el agua que al estar en contacto con rocas sedimentarias, tales como calizas y dolomitas, las disuelve para ser transportadas en solución, pudiendo dar origen a cavernas superficiales o subterráneas.

- Los Glaciares

A lo largo de la historia de la tierra se han presentado cuerpos de masas de hielo territorial muy extendidas, llamados glaciares, producto de la cristalización de la nieve, que en un tiempo ocuparon del orden del 30% del área continental, mientras que en el presente son sólo un poco más del 10%. El periodo de mayor presencia de éstos se sitúa en la Gran Edad del Hielo, correspondiente a la época del Pleistoceno, caracterizado por cuatro periodos glaciares y tres periodos intermedios más calientes. La transformación del agua en hielo glacial, produjo descensos del nivel del mar (regresión) de alrededor de 100 a 130m, Morgan (1995), mientras que los ascensos (transgresión) se produjeron lentamente al derretirse el hielo, que en conjunto afectaron radicalmente la corteza terrestre al presentarse depresiones del suelo, formación de innumerables lagos, desviación del curso de los ríos y la migración de plantas y animales.

Los procesos de erosión, transporte y depositación por los glaciares, ocurren de forma similar a los producidos por los escurrimientos; su efectividad se muestra a través de la movilidad expresada por la velocidad de avance (de 2.5 cm/día a 30 m/día) que depende del tamaño del glaciar, pendiente y topografía del terreno, temperatura ambiental y de la

cantidad de agua sin congelar en el glaciar, Grolier (1987). La extensión de un glaciar cubre superficies de montañas, valles y de llanuras, de áreas que van de sólo unas cuantas docenas de kilómetros cuadrados para los llamados glaciares de montaña o alpinos y de miles, hasta millones de kilómetros cuadrados para los glaciares continentales o casquetes de hielo. En los glaciares de montaña, después de alcanzar su espesor crítico, se desplazan sobre las paredes y piso rocoso de la superficie terrestre, presentándose de esta manera la erosión glaciar, que al igual que los glaciares continentales, esta erosión se manifiesta en las estrías glaciares, profundos valles, lagos y modificaciones en general de la zona costera.

- El Viento

Las corrientes de aire en regiones áridas y semiáridas, así como en regiones húmedas con largos periodos de sequía, contribuyen al desgaste de la superficie de la tierra mediante los procesos de erosión y transporte del material térreo que luego es depositado en los lugares que pueden estar distantes, donde el clima es predominantemente húmedo. Los mecanismos de erosión eólica pueden ser por desinflación o abrasión. El primero, también conocido como de *quitar soplando*, consiste en empujar las partículas de roca y cubierta vegetal de suelos blandos no consolidados. La abrasión por su parte, se presenta cuando las partículas de arena y polvo son transportados y friccionan con otros cuerpos sólidos. En general, las fuentes de material transportado por el viento, se ubican, por ejemplo, en llanuras de inundación, playas, depósitos glaciares, fondos de lagos secos y cenizas volcánicas en suspensión o depósitos de éstas.

Al igual que los escurrimientos, cuando la velocidad del flujo disminuye, se propicia el depósito de material transportado para crear dunas que son montículos o montes de arena, y los Loes que son depósitos de polvo, que en muchos de los casos constituyen suelos de gran importancia agrícola.

Agentes Físicos

Sobre los procesos de erosión, transporte y depositación de sedimentos de orden geológico, actúan los de orden físico, también llamados procesos dinámicos de alta frecuencia, debidos a agentes oceanográficos y meteorológicos que se ubican a escala de tiempos constituida por años.

- Oceanográficos

Estos agentes, se identifican como las olas y mareas de acción permanente sobre las costas que modifican su estado de equilibrio dinámico, en función de la energía disipada y factores litológicos. En materiales consolidados, el proceso de erosión es más significativo, y su magnitud depende del grado de consolidación, de la resistencia al intemperismo, de la dureza, solubilidad de los materiales constitutivos, cementación y condiciones climáticas, entre otros factores. En materiales no consolidados, los procesos de transporte y depositación son los dominantes, situación que comúnmente ocurre en costas de bajo relieve ó deltas de ríos, de donde el oleaje dispone de grandes cantidades de sedimentos para formar singularidades costeras tales como: las *másicas* que incluyen los propios deltas y rellenos de valles inundados; *geométricas*, tales como flechas, y playas formadas por accidentes costeros temporales (espigones), cordones litorales (barreras largas y cortas); *dinámicas* como son, cabos, islas bajos y tómbolos, Bores (1980).

- Meteorológicos

El agente principal que caracteriza a este grupo es el viento, que se genera por gradientes de presión atmosférica, cuya influencia en la geomorfología de la línea costera puede ser directa o indirecta. El efecto directo ocurre cuando el viento actúa como agente de erosión, transporte y depositación del sedimento en forma de duna o amontonamiento, de magnitud que depende del tamaño y forma del sedimento, de la dirección, intensidad y duración del viento. La influencia indirecta del viento se manifiesta por el esfuerzo cortante generado por éste sobre la superficie de los cuerpos de agua en los que actúa, para generar corrientes y oleaje.

Cuando los vientos son de origen huracanado, la distribución de éstos constituye un patrón donde giran alrededor de un centro de baja presión atmosférica en sentido contrario a las manecillas del reloj en el hemisferio norte. Si la velocidad de los vientos es superior a 64 Km/h., pero menor a 118 Km/h., en general, estos ciclones son llamados tormenta tropical; si exceden los 118 km/h., estas tormentas o ciclones se conocen como huracanes. Los ciclones además de generar oleajes extremos que causan severa erosión en la playa, pueden destruir el frente de la costa a lo largo de cientos de kilómetros a causa de la sobre elevación del nivel del mar, llamada sobre elevación por tormenta (storm surge), que aumenta al bajar la presión atmosférica, y caso contrario, desciende cuando la presión atmosférica aumenta.

Agentes químicos.

La presencia de sales disueltas, como el cloruro de sodio, tiene una acción corrosiva y destructora muy importante sobre las rocas, sujetas a la humectación y desecación alternativa que acelera su erosión. Generalmente, los minerales con alto contenido en hierro se destruyen más fácilmente, cuyos residuos son transportados por el oleaje y la acción de la lluvia y el rocío, proceso al que le sigue una rápida disgregación mecánica con formación de arena.

Los cristales de sal en las cavidades y entre los granos de las rocas, retienen agua, se dilatan y producen una fuerte presión sobre los granos adyacentes que disgregan la roca. Si la roca es cristalina se forma arena y agrietamientos en rocas calcáreas por la disolución producida y aumentada por la temperatura y la cantidad del bióxido de carbono disuelto en el agua de mar (a temperatura menor es mayor la cantidad de bióxido de carbono). Las reacciones entre la sal y algunos iones facilitan la absorción del agua por las hojuelas moleculares de las arcillas, situación causante de la licuefacción de la base de acantilados y el consecuente derrumbamiento, Ottmann (1967).

Agentes biológicos.

Las acciones de estos agentes se caracterizan por organismos perforantes y microorganismos. Los primeros, como son los moluscos, que en estado larvario se fijan en rocas calcáreas y por las secreciones ácidas producen pequeños orificios por los que entran y se desarrollan hasta provocar el desmoronamiento de la roca. Situación parecida ocurre con los erizos, que excavan las rocas blandas y al unirse y crecer provocan la destrucción de éstas. Los microorganismos, contribuyen de manera importante en la erosión biológica; por ejemplo, las esponjas microscópicas, los gusanos poliquetos y algas microscópicas, perforan superficies calcáreas, rocas fijas y valvas de moluscos que fragmentados y triturados por la acción mecánica del oleaje son convertidas en arenas y polvos. Las algas verdes y cianofíceas, cuya función respiratoria produce bióxido de carbono, contribuye de manera sustancial en la disolución de las calcáreas litorales; mientras que las bacterias

modifican el potencial de oxido – reducción. Algunas consumen directamente el calcáreo y otras afectan indirectamente a su disolución.

Agentes Antropomórficos

La práctica más común de la actividad humana, que significativamente altera la morfología en la costa, es la ejecución de trabajos de ingeniería de costas, tales como: dragado en puertos, desembocadura de ríos y apertura de bocas que modifican la pérdida de sedimentos; construcción de rompeolas, escolleras, espigones, obras urbanas y habitacionales que modifican el patrón del transporte de sedimentos y por tanto la línea de costa; las presas en ríos que reducen el suministro de sedimentos; la deforestación y trabajos agrícolas que permiten la pérdida de suelo que es arrastrado por la lluvia y ríos hasta el mar o depositado en zonas bajas de la costa.

Perfil de la zona costera.

Existen diferentes criterios para establecer las regiones que integran la *Zona Costera*, ya sean morfológicos o genéticos, que han conducido a una variabilidad en la terminología, por lo que existen nombres diferentes para cada parte del perfil de esta zona o bien los mismos nombres aplicados a partes diferentes. Por lo anterior y con el propósito de establecer uniformidad en la terminología aplicada al presente trabajo, se propone describir las partes más significativas de orden práctico y más usual en México, con base a la terminología francesa, española y norteamericana; Lepetit (1972), Bores (1980), Morang (1995), Cifuentes, et al. (1986)

Margen Continental.

Desde el punto de vista estructural y topográfico, el relieve terrestre se integra con el dominio terrestre y el dominio marino. La zona donde estos dominios se relacionan, se denomina *Margen Continental*, cuyo borde interior se limita por la *costa* mientras que el borde exterior llega hasta el *borde continental*.

Zona Costera.

La zona costera, también llamada *Litoral*, es la zona de transición entre los dominios señalados, influenciada por los procesos hidrodinámicos lacustre y del mar que contiene singularidades topográficas como: las playas, líneas de costa, los acantilados, las lagunas litorales y los esteros entre otras, extendiéndose hacia tierra hasta alcanzar el primer cambio topográfico importante arriba del nivel máximo logrado por oleaje de tormenta. El extremo hacia el mar se limita con el de la *plataforma continental*. La zona costera se divide en tres unidades: *la costa*, *la playa* y *la plataforma continental*, figura 1.1.

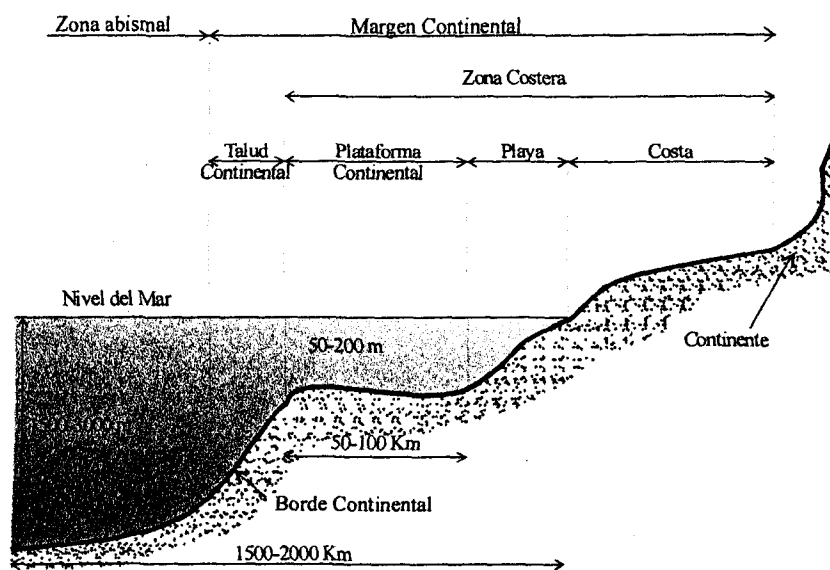


Figura 1.1 Perfil del margen continental

La *costa*, es una franja del dominio terrestre de ancho indefinido que comienza por el lado del mar desde la *línea de costa* o *línea de playa* y por el lado hacia tierra, se extiende hasta el primer cambio topográfico mayor.

Las costas se diferencian entre las llamados *costas con barrera* y *costas con acantilados*, ambos se integran en la *planicie costera* y *la ribera*.

Las *costas con barrera* contienen el cordón litoral, también llamado *barras de islas de barrera* ó *playas de barrera*, que son acumulaciones de arena largas y extendidas, situadas paralelamente a la costa y separadas de la planicie costera por una *laguna litoral* ó *laguna somera*. La figura 1.2 corresponde al perfil de una costa de barrera.



Las costas con acantilados contienen una ribera angosta de sólo unos cuantos metros de longitud, la playa no existe o es muy pequeña y el perfil del cantil es prácticamente vertical, que puede ser la línea de costa, figura 1.3.

La planicie costera corresponde a la región donde se inicia la zona costera de tierra hacia el mar, que en una costa con barrera es casi plana, en la que se presentan los primeros depósitos de arena y la *vegetación pionera*. En costas acantiladas, la planicie se forma por las elevaciones continentales, mientras que la vegetación se encuentra bien establecida.

La *Ribera* es la región donde se produce el mayor intercambio de energía entre los dominios marítimo y terrestre. La energía es producto de la acción gravitatoria de la luna y el sol sobre las masas de aguas oceánicas y por las perturbaciones atmosféricas y terrestres en la zona costera, que son factores en la generación de oleaje y corrientes de magnitudes diferentes que, como ya se mencionó son agentes fundamentales que contribuyen a la evolución geomorfológica de la costa. La ribera se extiende desde la playa hasta el inicio de la planicie costera, encontrándose en ella barreras (cordón litoral ó islas de barrera), lagunas litorales estuarios ó esteros.

La *playa* es la zona de acumulación de material fragmentado como guijarros, grava y arena, distribuido en función del tamaño y frecuencia de la acción de las olas y mareas. Se extiende desde la berma más alta (berma de tormenta) por el lado de tierra, hasta la zona de rompientes por el lado del mar, incluyendo las unidades llamadas *alto de la playa* ó *playa seca*, *estrán* y *zona de rompientes* ó *playa sumergida*, además de la línea que materializa el límite entre dominio terrestre y marítimo llamada línea de costa o de playa, que en México, para fines de cartas topográficas se define con la traza del nivel medio del mar, y para cartas hidrográficas con el Nivel de Bajamar Media Inferior en las costas del océano Pacífico y con el Nivel de Bajamar Media para el océano Atlántico.

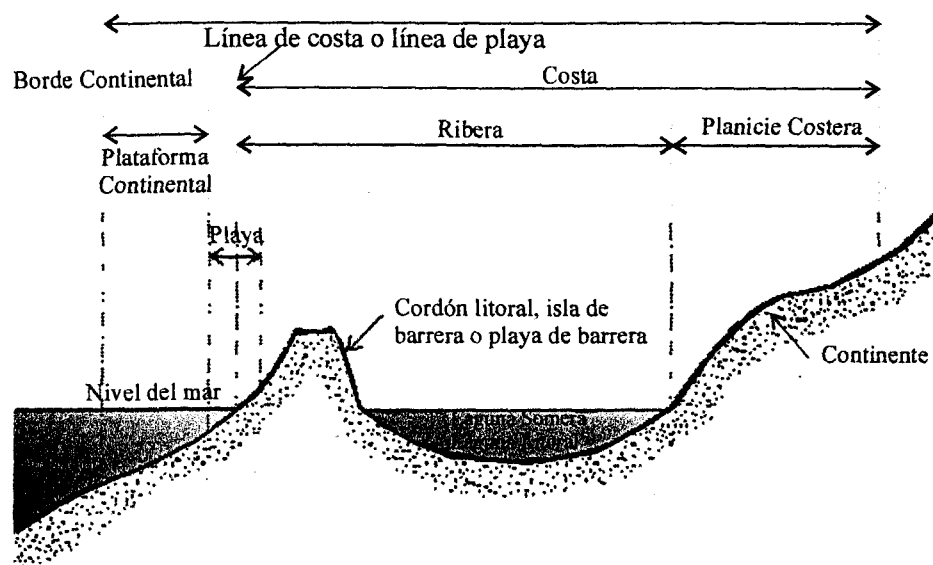


Figura 1.2 Perfil de la zona costera con barrera

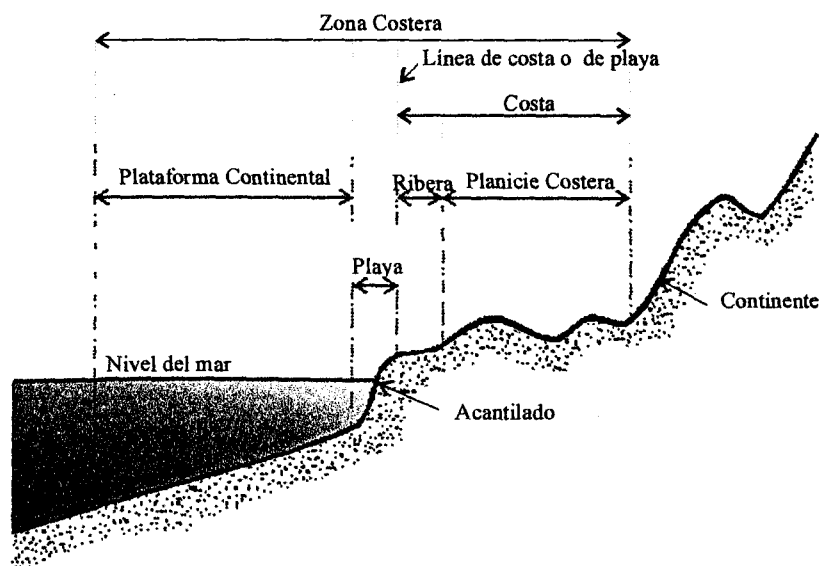


Figura 1.3 Perfil de la zona costera con acantilados

Lo *alto de la playa* también llamada *playa seca* (backshore) se constituye por pequeños escalones de playas o *bermas* que se extienden desde el Nivel de Pleamar Máxima hasta el pie de dunas.

El *estrán*, también llamado frente de la playa (foreshore), es la zona cubierta de arena con frontera hacia el mar en el límite interior de la zona de rompiente, materializada por la traza de la Bajamar Mínima. Por el lado hacia tierra hasta la traza de la Pleamar Máxima, la zona donde el movimiento del agua se caracteriza por un transporte total horizontal y alternativo de la masa de agua hacia tierra y hacia el mar producto del rompimiento anterior del oleaje y del descenso del agua, que es conocida como *la zona franca de transporte de masa, resaca* (surfzone). La parte del estrán donde el movimiento de ascenso de la masa de agua alcanza el máximo nivel (uprush) y el mínimo nivel producto del descenso (downrush), se denomina *zona de lamido* (swash zone) como se observa en la figura 1.4.

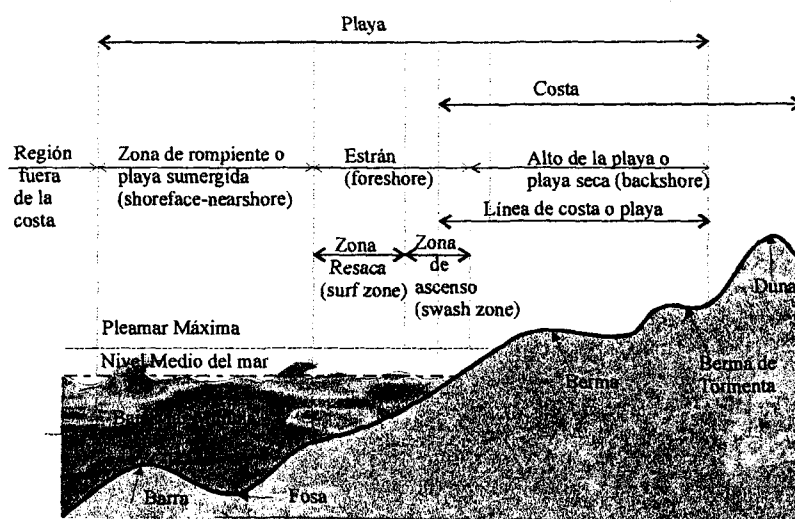


Figura 1.4 Perfil de la playa

La *zona de rompiente* también llamada playa sumergida (shoreface), se extiende desde la traza de Bajamar Mínima hasta la profundidad igual a la mitad de la longitud de las olas normales. En esta zona ocurre el rompimiento de las olas es el lugar donde se presenta la máxima actividad del transporte de sedimentos. El perfil de esta playa se compone de barras y fosas, que en número y tamaño dependen de las características del oleaje y del sedimento.

La *plataforma continental* se localiza después de la zona costera por el lado del mar, se inicia donde comienza la zona de rompiente y termina en el borde continental, al pie del talud continental.

Tipos de Costas.

Clasificación Morfo-Genética

Los esfuerzos realizados por geólogos y geógrafos para clasificar las costas conducen a dos corrientes principales, sustentadas unas en criterios morfológicos y otras en criterios genéticos. Estos últimos con mayores diferencias debido a la dificultad de tomar en consideración simultánea las acciones terrestres y marítimas, como son: litológicas, tectónicas, sedimentológicas para las primeras, y de origen de transgresiones, erosión y transporte entre otras para las segundas.

De las primeras clasificaciones se distinguen las propuestas por Gulliever en 1899, y Johson en 1919 respectivamente, que son de tipo genético vinculado con las variaciones del nivel del mar Morang (1995).

Una clasificación posterior es presentada en 1937 por Sheparad, quien retoma las ideas de Gulliever y es posiblemente la más empleada actualmente. Divide las costas en dos grandes grupos, las *costas primarias o juveniles* formadas principalmente por agentes no marinos y las *costas secundarias* de origen marino. Un resumen de estas costas se presenta en la Tabla 1.1. Sheparad (1976)

Además de la clasificación anterior, Sheparad propuso la subdivisión general para clasificar las regiones costeras en función del relieve continental:

- a.- Costas con montañas jóvenes (formadas durante el terciario o el cuaternario).
- b.- Costas con montañas antiguas (formadas antes del terciario)
- c.- Costas con llanuras costeras anchas
- d.- Costas glaciales

Clasificación Hidrográfica

Una clasificación basada en procesos hidrográficos (energía de las olas y rango de marea) aplicada a la morfología de costas, fue propuesta por Davis (1964) y modificada por Hayes en 1979. Define las siguientes cinco categorías de líneas costeras con base a las características de las mareas y a la energía del oleaje, bajo a moderado (altura de ola entre

60 y 150 cms), como un factor significativo en la morfología de la línea de costa, Moslow (1995).

Tabla 1.1 Clasificación genética y morfológica de costas. Sheparad, (1976)

Tipo y subtipo de costa	Clasificación
<i>Costas primarias</i>	
Costas de erosión terrestre.	Costas de río (Dendrífica, Trellis). Costas labradas por erosión glacial (Fiordos, Gargantas glaciales). Topografía kárstica sumergida.
Costas de depositación subaérea.	Costas por depositación de ríos (Costas deltáicas, Costas de complejos deltáicos, Caracteres de deriva parcialmente sumergidos). Costas de depositación glacial (Morrenas parcialmente sumergidas, Drumlins parcialmente cubiertos, Costas de complejos de abanicos aluviales). Costas de depositación por viento (Costas con dunas progradantes, Costas con dunas, Costas con dunas fósiles). Costas por deslizamiento
Costas volcánicas.	Costas de flujo de lava.. Costas de explosión o colapso volcánico.
Costas formadas por movimientos distróficos.	Costas de fallas (Costas de escarpes de falla, Valles de fallas o costas de "rift", Cabalgadura). Costas plegadas (Extrusiones sedimentarias, Domos salinos, Protuberancias de lodo).
Costas de hielo.	
<i>Costas secundarias.</i>	
Costas de erosión por oleaje.	Promontorios cortados por olas (Cortados en materiales homogéneos, Costas de rumbo arqueado, Costas de línea de falla, Costas con terrazas elevadas cortadas por oleaje, Costas con terrazas hundidas cortadas por oleaje). Costas irregulares de erosión por olas (Costas buzantes, Costas en formaciones heterogéneas)
Costas por depositación marina	Costas de barrera (Playas de barrera, Islas de barrera, Ganchos de barrera, Bahías de barrera, Abanicos relevados). Frentes cuspidos. Planicies de lodo o pantanos salados. Planicies de playa.
Costas construidas por organismos.	Costas de arrecifes coralinos (Costas de arrecifes bordeantes, Costas de barreras arrecifales, Atolones, Costas de arrecifes elevados). Costas de arrecifes serpulidos. Costas de arrecifes de estras. Costas de mangle.

Tabla 1.2 Clasificación hidrográfica de costas por Davis-Hayes (Moslow 1995)

Micromareas (Microtidal), < 1m
Mesomareas inferior (low-mesotidal), 1-2 m
Mesomareas superior (High-mesotidal), 2-3.5 m
Macromareas inferior (low – macrotidal), 3.5-5 m
Macromareas (Macrotidal), > 5m

Con base a observaciones de costas a nivel mundial, Hayes, en 1975, identificó para los tres tipos generales de costas (micromareas, mesomareas, macromareas), una consistencia morfológica, de tal forma que las bocas a marea o bocas litorales y deltas de marea pertenecen casi exclusivamente a rangos de micromareas y de mesomareas. Los cordones o barreras litorales son rectos y largos. En áreas de mesomareas, los cordones litorales son cortos y ocurren en asociación de varias bocas y deltas de marea. Las características morfológicas generales de líneas costeras para cada uno de los tres tipos mencionados se presentan a continuación en la tabla 1.3.

Tabla 1.3 Clasificación de costas. Hayes (1975)

Tipo de costas	Características
Micromareas (Microtidal)	<ul style="list-style-type: none"> - Cordones litorales espaciados (islas barreras) rectos y largos - Terrazas de depósitos de sedimentos atrás del cordón litoral (washover) producto del rebase de las olas sobre el cordón durante la presencia de tormenta (overwash) - Bocas litorales poco frecuentes - Pobre desarrollo de deltas por reflujo de mareas.- Deltas por flujo de marea bien desarrolladas
Mesomareas (Mesotidal)	<ul style="list-style-type: none"> - Cortos tramos de barreras costeras. - Numerosas bocas litorales - Deltas de reflujo de marea bien desarrollados - Pobre desarrollo o ausencia deltas por flujo de marea - Configuración de la barrera afectada por alimentación insuficiente de sedimento y por la refracción del oleaje sobre los deltas de reflujo.
Macromareas (Macrotidal)	<ul style="list-style-type: none"> - Ausencia de islas de barreras - Pantanos y zonas planas arenosas bien desarrolladas. - Depósitos de arena en forma de cordilleras alineadas - Líneas costeras en forma cónica o abrigadas.

Costas Mexicanas

a.- Unidades morfotectónicas

Respecto a las costas mexicanas y con base a la clasificación tectónica de Inman y Nordstron y geomorfológica de Shepard, Carranza et al (1975) establece nueve unidades morfotectónicas continentales, indicadas en la figura 1.5 y cuyas características generales se indican en la tabla 1.4.

b.- Distribución de costas por rangos de marea

Las costas de México asociadas al rango de mareas, constituyen principalmente un escenario con micromareas y mesomareas, presentándose macromares únicamente en la región Norte del Golfo de Cortés. Tomando en consideración el rango de mareas entre la bajamar media y la pleamar media para el litoral del Golfo de México (marea diurna) y la bajamar media inferior y la pleamar media superior para el litoral del Caribe y el Océano Pacífico (marea semidiurna y mixta), en la tabla 1.5 se presenta la distribución de éstos rangos, con base a la información que proporciona el Instituto de Geofísica de la Universidad Autónoma de México, derivada de la Red de treinta estaciones mareográficas en la República Mexicana, que se muestra en la figura 1.5

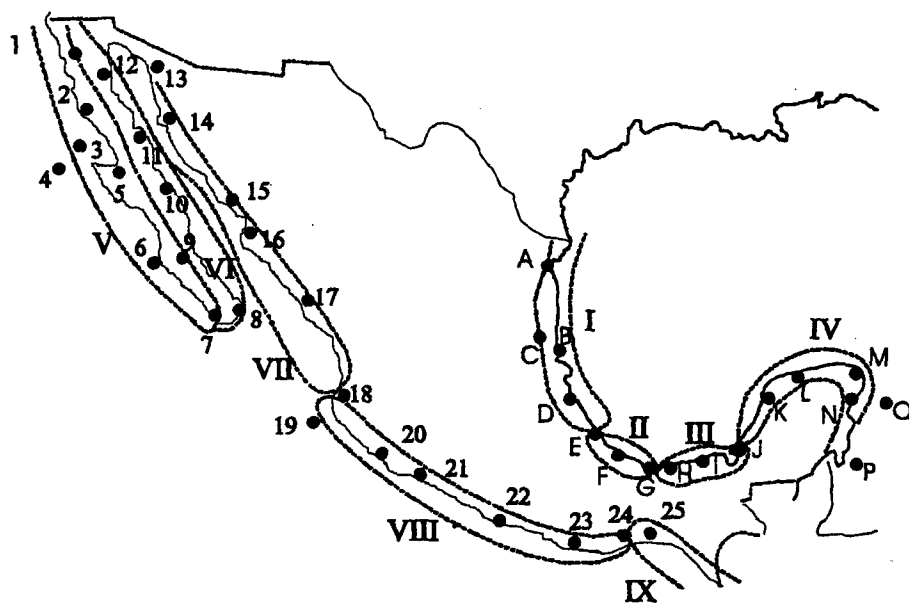


Figura 1.5 Unidades Costeras de la República Mexicana .Carranza, et al (1975) y Ubicación de mareógrafos en las costas de México. Secretaria de Marina (2000)

Tabla 1.4 Unidades costeras de la República Mexicana. Carranza, et al (1975).

Localización geográfica	Geomorfología y genética
UNIDAD I Desde el río Bravo, Tamps., hasta Punta Delgada, Ver., long. de 700 km aprox. Se ubica dentro de la Planicie Costera Nororiental y limita al sur con la Cordillera Neovolcánica. <i>Tectónica</i> Costa de mares marginales que se caracteriza por bordear mares marginales y porque la protege del Océano Atlántico el Arco del Caribe.	Posee dos tipos principales de costas: primarias, con depositación subaérea, depositación por ríos, deltáicas, y secundarias, con depositación marina, costas de barrera, islas de barrera. <i>Ejemplos</i> Laguna Madre, Laguna de Tamiahua
UNIDAD II Desde Punta Delgada, Ver., hasta las inmediaciones de Coatzacoalcos, Ver. Long. 300 km aprox. de la Cordillera Neovolcánica y en sus porciones central y sur, cubre a la planicie central de Sotavento. <i>Tectónica</i> Costa de mares marginales.	Costas de tres tipos dentro de ella: primarias volcánicas, de flujo de lava y de tefra; secundarias, construidas por organismos, arrecifes, coralinos, costas de arrecifes bordeantes, o primarias, de depositación subaérea, por viento, costas de dunas. <i>Ejemplos</i> Región de Veracruz.
UNIDAD III Se ubica entre Coatzacoalcos, Ver., y la porción oriental de la laguna de Términos en Camp. Tiene 179 km de extensión dentro de la planicie costera del sureste. <i>Tectónica</i> Costa de mares marginales.	Se trata de costas primarias, con depositación subaérea por acción de ríos y con costas de complejos deltáicos. <i>Ejemplos</i> Delta del río Grijalva
UNIDAD IV Desde las cercanías de isla Aguada, Camp., hasta Chetumal, Quintana Roo; su longitud aprox. es de 1,100 km. <i>Tectónica</i> Costa de mares marginales. Las unidades I y IV pertenecen a la Placa de Américay se localizan en la parte occidental media de ésta. (Le Pichon, 1968 de Contreras, 1993).	Contiene costas primarias, de erosión terrestre, con topografía cárstica sumergida; secundarias, por depositación marina, de barrera con playas de barrera, islas de barrera y ganchos de barrera, y también secundarias construidas por organismos, arrecifes coralinos, costas de arrecifes bordeantes.
UNIDAD V Comprende el litoral Pacífico de la península de Baja California y tiene una longitud aproximada de 1,250 km; se encuentra en la vertiente occidental californiana y limita el este con el sistema californiano. <i>Tectónica</i> Costas de colisión, subtipo costas de colisión continental; éstas se presentan en los márgenes continentales cuando una placa continental gruesa choca con una oceánica delgada	Aparecen tres clases de costas: primarias, por depositación subaérea, por viento, costas con dunas; secundarias, por erosión del oleaje, promontorios cortados por olas, costas de línea de playa y costas de terrazas elevadas cortadas por oleaje, y secundarias, costas por depositación marina y de barrera: playa, islas, ganchos y bahías de barrera <i>Ejemplos</i> Área Bahía Magdalena.
UNIDAD VI Con un alcance de 1,250 km, comprende el litoral oriente de la península de Baja California. Se le divide dentro de la vertiente oriental californiana, que limita al oeste el sistema californiano. <i>Tectónica</i> Costas de arrastre neo-eje, formadas en áreas rift.	Se dan los siguientes tipos de costas: primarias, por movimientos diastróficos, costas de fallas, costas de rift; secundarias, por erosión de oleaje promontorios cortados por olas, costas labradas en materiales homogéneos, y otras secundarias e irregulares a causa de erosión por oleaje, y costas en formaciones heterogéneas. <i>Ejemplos</i> Mitad sureña de la unidad, Mitad norteña de la unidad
UNIDAD VII El litoral de los estados de Sonora, Sinaloa y Nayarit, con longitud de unos 1,450 km, comprende la unidad VII. Se ubica dentro de la planicie costera noroccidental, que limita al sur el extremo occidental de la cordillera Neovolcánica. <i>Tectónica</i> Costas de arrastre neo-eje.	Se puede incluir tres tipos de costas: primarias, por depositación subaérea y de ríos, costas de complejos deltáicos; primarias, depositación subaérea y por vientos, costas de dunas, primarias, formadas por movimientos diastróficos, costas de falla, costas de rift; secundarias, por depositación marina, planicies aluviales. <i>Ejemplos</i> Deltas de los ríos San Lorenzo y Culiacán en Sinaloa, Área del río Yaqui, Son.
UNIDAD VIII Longitud aproximada 1,260 km, desde Puerto Vallarta, Jal., hasta Tehuantepec, Oax. Se encuentra en la planicie costera suroccidental, la cual limita al norte con la Sierra Madre del Sur, al oeste con la Cordillera Neovolcánica y al este con el Portillo Istmico. <i>Tectónica</i> Costas de colisión continental.	Predominan las costas primarias, formadas por movimientos diastróficos, con fallas, costas de escarpes de falla. No obstante, se dan en menor escala costas secundarias, erosión por olas, promontorios y costas de terrazas elevadas cortados por oleaje y costas secundarias por depositación marina, playas y ganchos de barrera. <i>Ejemplos</i> La porción costera del estado de Guerrero.
UNIDAD IX Desde las vecindades de Tehuantepec, Oax., hasta los límites con Guatemala; long. 300 km. Se localiza en la planicie costera istmica chiapaneca. <i>Tectónica</i> Costas de colisión continental. Esta unidad y la anterior sufren tectónicamente por el contacto entre las placas de Cocos	Las costas de esta unidad se pueden considerar como secundarias, por depositación marina, por costas, playas, islas y ganchos de barrera y costas de planicies aluviales.

Tabla 1.5 Rangos de marea en las costas de México. Instituto de Geofísica (2000)

Estación	Periodo	Rango de marea (m)	Tipo de marea Davis – Hayes
Golfo de México			
A.- Matamoros			
B.- Altamira	May/1999 – Sep/1999	0.472	Micormareas
C.- Cd. Madero	Abr/1962 – May/1975	0.470	Micormareas
D.- Tuxpan	Ago/1959 – Jul/1968	0.503	Micormareas
E.- Veracruz	Ene/1953 – Dic/1971	0.522	Micormareas
F.- Alvarado	Ene/1955 – Dic/1963	0.395	Micormareas
G.-Coatzacoalcos	Ene/1947 – Dic/1971	0.479	Micormareas
H.-Frontera		0.500	Micormareas
I.- Cd. del Carmen	Ene/1957 – Dic/1977	0.424	Micormareas
J.- Campeche		0.588	Micormareas
K.-Lerma	Ene/1997 – Jun/1998	0.622	Micormareas
L.- Progreso	Ene/1952 – Dic/1970	0.567	Micormareas
M.-Puerto Juárez		0.142	Micormareas
N.- Puerto Morelos	Ene/1997 – Dic/1997	0.194	Micormareas
O.-Cancun	Jun/1985 – May/1986	0.187	Micormareas
P.- Isla Cozumel		0.181	Micormareas
Océano Pacífico			
1. Ensenada	Ene/1957 – Dic/1975	1.603	Mesomareas
2. San Quintín	Jun/1977 – Nov/1989	1.628	Mesomareas
3. Isla Guadalupe	Jul/1977 – Dic/1985	1.398	Mesomareas
4. Isla Cedros	Jul/1976 – Dic/1985	1.635	Mesomareas
5. Guerrero Negro	Abr/1974 – May/1976	1.652	Mesomareas
6. San Carlos	Ene/1974 – Dic/1976	1.701	Mesomareas
7. Cabo San Lucas	Jun/1974 – Nov/1988	1.194	Mesomareas
8. La Paz	Ene/1952 – Dic/1971	1.560	Mesomareas
9. Loreto	May/1975 – Nov/1988	0.816	Micormareas
10. Santa Rosalía	Ene/1982 – Dic/1986	0.538	Micormareas
11. Bahía de los Angeles	Ene/1975 – Nov/1988	2.008	Macromareas
12. San Felipe	Jun/1981 – Dic/1985	4.115	Macromareas
13. Puerto Peñasco	Dic/1964 – Jul/1966	4.288	Macromareas
14. Guaymas	Ene/1952 – Dic/1973	0.831	Micormareas
15. Yavaros	Mar/1969 – Feb/1970	1.035	Mesomareas
16. Topolobampo	Mar/1956 – Dic/1966	1.138	Mesomareas
17. Mazatlán	Ene/1953 – Dic/1971	2.377	Macromareas
18. Puerto Vallarta	Ene/1975 – Dic/1978	0.992	Micormareas
19. Isla Socorro	Mar/1957 – Jun/1959	1.067	Mesomareas
20. Manzanillo	Ene/1954 – Dic/1973	1.222	Mesomareas
21. Lázaro Cárdenas	Nov/1968 – Oct/1969	0.534	Micormareas
22. Acapulco	Ene/1952 – Dic/1971	1.215	Mesomareas
23. Puerto Angel	Ene/1969 – Dic/1978	1.023	Mesomareas
24. Salina Cruz	May/1952 – Dic/1971	1.219	Mesomareas
25. Puerto Madero	Mar/1985 – Jun/1986	1.468	Mesomareas

1.3. LAGUNAS LITORALES

1.3.1 Medio físico

Generalmente un sistema hidráulico, singularidad litoral, donde concurren masas de aguas aportadas por escurrimientos superficiales y por el mar, sujetas a un proceso de mezclado, se denomina estuario. La marea, el flujo de los escurrimientos, la flora, la fauna y la geomorfología, constituyen elementos significativos en el comportamiento y clasificación de los entornos estuarinos; lagunas litorales, bahías, zonas de inundación por marea (esteros, pantanos o marismas), con la peculiaridad de que en ellos se lleva a cabo la mezcla de agua dulce y salada.

Frecuentemente, en México, los términos de estuarios y lagunas litorales son sinónimos, situación que se debe probablemente a la preponderante presencia de micromareas en ambos litorales y que los grandes escurrimientos que descargan al mar simplemente son llamados desembocaduras; sin embargo existen autores que marcan diferencias sustentadas en factores específicos, tales como los geomórficos que definen al estuario como un sistema hidráulico correspondiente a la parte baja de un río que es afectado por mareas, mientras que una laguna litoral es otro sistema hidráulico, como un lago de baja profundidad, usualmente conectada con el mar, CERC (1984).

Este tipo de sistemas hidráulicos, difícilmente en México se encuentran tan diferenciados como se señala, normalmente conforman una combinación entre ellos con mayor significancia de cualquiera de los dos, López (1971), como se muestra en la figura 1.6, observándose que las lagunas se desarrollan paralelas a la costa y los ríos descargan al mar a través de ellas, mientras que en los estuarios lo hacen directamente.

Otros criterios que diferencian a los estuarios y lagunas litorales, lo hacen en función de la variación espacial y temporal de parámetros ambientales, tales como temperaturas, salinidad, oxígeno, turbiedad y nutrientes. Caspers (1967) considera que una laguna es un cuerpo de agua con salinidad estable, es decir buen mezclado de agua dulce y salada, en tanto que, un estuario presenta mal mezclado y en consecuencia la salinidad es inestable.

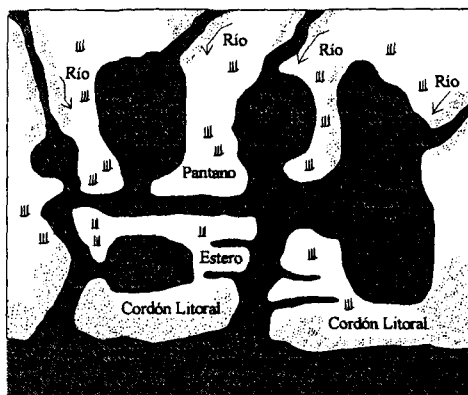


Figura 1.6 Sistema hidráulico combinado estuarino-lagunar

El esquema fisiográfico de un sistema lagunar se presenta en la figura 1.7, observándose que las zonas circundantes son áreas de transición de tierra a mar y de agua dulce a salada, cubiertas y descubiertas alternativamente por los cambios de niveles de marea, caracterizadas por vegetación escasa y pequeña (pastos) en algunos sitios, y en otros con vegetación mayor y abundante como es el mangle. La boca o comunicación con el mar, se localiza en la barrera litoral o cordón litoral bajo la forma de flecha, islas barreras y barreras de bahía, figura 1.8. Los deltas o bajos producidos por el flujo y reflujo de marea. Las acumulaciones de arena en la parte interior de la barrera litoral producidos por la penetración de las olas sobre las partes más bajas de la barrera. Los islotes inmediatos a la barrera que en un tiempo eran pequeñas protuberancias.

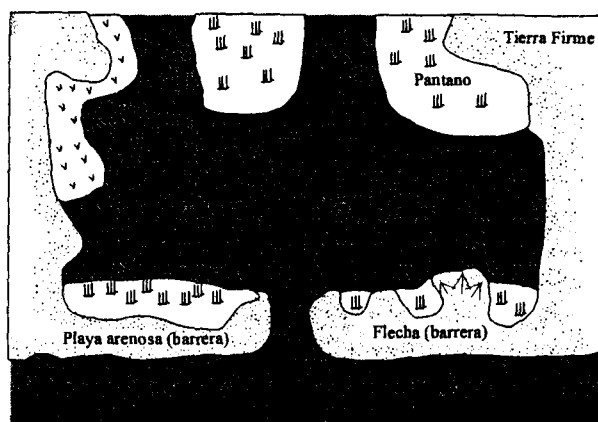


Figura 1.7 Fisiografía de un sistema lagunar

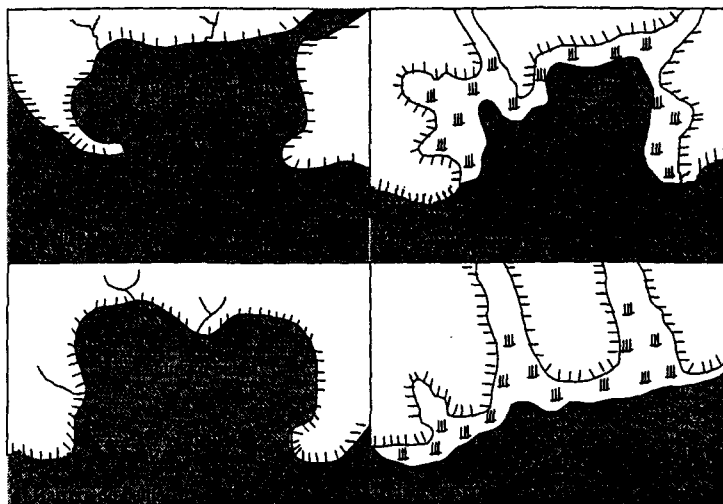


Figura 1.8 Tipos generales de barreras

1.3.2. Sistema lagunar complejo.

Una laguna litoral asociada a elementos bióticos y abióticos, constituye una fuente de productividad potencial en las actividades de pesca, turismo y navegación principalmente, que asociada con las actividades socioeconómicas (primarias, secundarias, terciarias, contaminación ambiental, educación, etc.) conforman un sistema complejo, García (1995), donde el tratamiento de problemas ambientales requiere la concurrencia de diversas disciplinas que no son independientes; por ello, cualquier acción que se realice en un sector del sistema, su efecto es en la totalidad del mismo sistema. Un ejemplo podría ser, la apertura o cierre de una boca litoral que se refleja en la variabilidad de factores de orden:

a.- Biológicos. Relacionados con la producción de biomasa de los elementos bióticos; flora (manglares, pastos marinos y fitoplancton), fauna (zooplancton, bentos y necton).

b.- Químicos. Asociados al contenido de la materia orgánica que requiere de oxígeno disuelto para su descomposición. Variación del PH y alcalinidad, y los nutrientes que contribuyen en el proceso de la productividad primaria de la laguna.

c.- Hidrológicos. Enlazados a la mezcla de agua dulce aportada por escurrimientos superficiales y subterráneos y agua de mar que penetra a través de las bocas litorales por el

flujo de la marea, lo que propicia en el espacio y en el tiempo regímenes con mayor o menor salinidad.

d.- Geológicos. Estrechamente ligados en los procesos de sedimentación de la laguna, producto de acarreo fluvial, erosión local y de transporte litoral, que propician disminución de profundidades de la laguna y cierre de las bocas litorales.

e.- Antropogénicos. Derivados de la actividad humana como son: descargas de aguas residuales urbanas e industriales y arrastre de agroquímicos de las zonas agrícolas que generan problemas graves sobre la ecología del sistema lagunar.

f.- Actividad económica. Relacionada con la explotación de la laguna a través de la pesca y otros servicios generados.

g.- Esquema social. Encadenado al crecimiento poblacional, distribución y organización del trabajo.

h.- Políticos y programas de Gobierno. Corresponden a leyes y reglamentos a los que se sujeta la comunidad en general por la explotación de la laguna y programas para el desarrollo social y cultural de la comunidad asentada en la ribera de la propia laguna.

El esquema de la estructura de un sistema complejo lagunar se muestra en la figura 1.9, y representa el paralelismo entre las funciones ecológicas y de las comunidades urbanas y rurales que constituyen una dependencia biunívoca sujeta a un proceso ordenado de la comunidad y a la estabilización del ecosistema con el aprovechamiento máximo del flujo de energía.

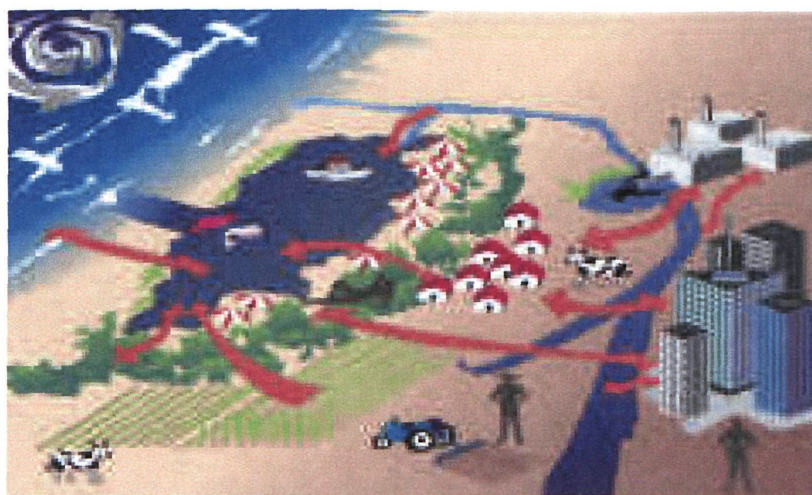


Figura 1.9 Estructura de un Sistema Complejo Lagunar

En este marco de referencia, un sistema lagunar constituye un ecosistema donde el intercambio de materia y energía depende de la magnitud de la interrelación de los ambientes físicos, atmosféricos, de la hidrosfera y la litosfera.

1.3.3 Características generales.

Fisiografía de una laguna litoral.

La forma de las lagunas depende de las características morfológicas de la costa y de los sedimentos que forman el fondo y márgenes de la laguna. La fisiografía general proporciona la información sobre el tamaño, forma y distribución de sedimentos y profundidades de la laguna asociados a unidades morfológicas tales como: barreras litorales, bocas a marea, canales y deltas a marea así como zonas de inundación. Figura 1.7.

Barreras Litorales

Cualquier estructura u obra artificial, formación natural arenosa o desembocadura que modifica el patrón del transporte litoral local, es denominado *barrera litoral*. Las estructuras u obras pueden ser; rompeolas, escolleras, espigones y dragados; mientras que las formaciones arenosas incluyen los tómbolos, las flechas, islas barrera y barreras de bahía.

En particular y en adelante, sólo se hará referencia a las tres últimas formaciones arenosas, que son las más comunes y que interactúan con las bocas a marea, (desembocadura de origen sedimentario) que son objeto de estudio de la presente obra.

Flechas litorales

Las flechas litorales son formaciones que se desarrollan a partir de una punta o saliente de la línea de costa (cabos, puntas de una bahía) que se vinculan con los importantes volúmenes de sedimento que suministran los ríos y acumulaciones de arena. La dirección resultante del transporte de sedimentos, su permanencia, así como las bajas

profundidades y en consecuencia la baja energía de oleaje que en esas zonas se presentan son factores que propician el estancamiento del sedimento.

El efecto de refracción y difracción del oleaje en las inmediaciones de las puntas costeras, hacen que se inicie un trabajo que avanza y emerge en dirección de mar adentro. El extremo de este bajo toma una forma curva y alargada (lengüeta) que después de emerger permite la formación sucesiva de otras, constituyéndose así una *flecha*, figura 1.10a. La orientación de una flecha prácticamente coincide con la dirección del transporte litoral resultante y de 50° a 60° respecto a la dirección media del oleaje. Cuando se trata de una desembocadura de origen hidrológico (descarga de un río), las condiciones hidráulicas de la boca-mar favorecen la formación de deltas de marea y bajos (bancos de arena), y a su

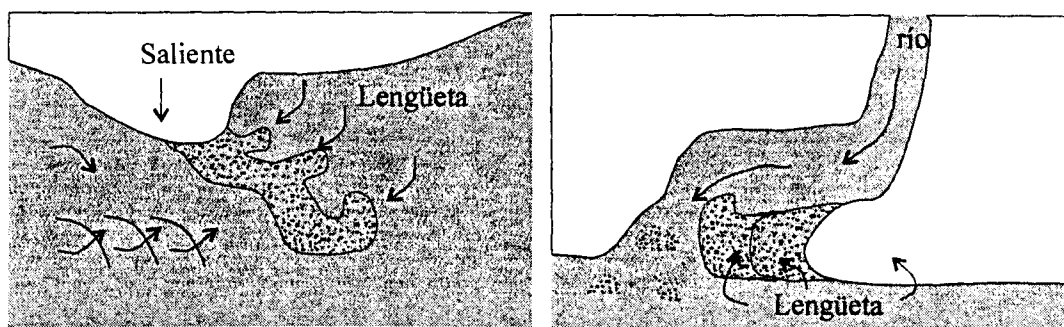


Figura 1.10 Evolución de flechas litorales) Modelo de una flecha con lengüetas sucesivas.

b) Formación de flechas en estero de Teacapan, Nay.

vez el crecimiento de la flecha en la dirección del transporte litoral, tal es el caso de la desembocadura del río Teacapan, Nay., figura 1.10b

Barreras de bahía e islas barreras

La progresión de una flecha puede llegar a cerrar la bahía desde una punta a otra y transformarse en una barrera de bahía, también llamada *cordón litoral*, figura 1.8, y formar una laguna litoral. En México se cuenta con una gran extensión de estos cordones de tamaños diferentes, encontrándose entre los mayores, los pertenecientes a las lagunas de: Laguna Madre, Tamps; Laguna del Carmen y Laguna Machona, Tab, por el lado del Golfo de México y Laguna del mar Muerto, Oax, por el lado del Océano Pacífico.



El crecimiento de las flechas no es permanente. Frecuentemente las condiciones hidrodinámicas de la boca, que en algunos casos son fuertemente modificadas por huracanes, cortan el cordón litoral en varios sitios, constituyéndose un sistema de multibocas que pueden tener el carácter de efímeras (corta duración) o permanentes (larga duración) separadas por tramos del cordón litoral que integran una cadena de barreras llamadas *Islas barreras*, figura 1.8 b y d, como es el caso de la Laguna Madre, Tamps.

Zonas de inundación.

Las áreas dentro del cuerpo principal de una laguna y las que se ubican en la periferia marcadas por la pleamar y bajamar, son llamadas *zonas de inundación o zonas intermareales*. Constituyen bajos o barras de arena o pantanos casi planos, producto del acarreo por corrientes de marea y descargas superficiales. Las partes más altas de estas zonas son llamadas *marismas* y tienen el reconocimiento de ser las áreas más antiguas de depósitos de sedimentos de una laguna que contienen gran cantidad de materia orgánica, sobre todo vegetal. Generalmente las marismas están cubiertas de vegetación, pastos y manglares.

Bocas a marea, canales y deltas.

La comunicación de un cuerpo de agua al mar se identifica como boca o desembocadura, y particularmente, la abertura natural o artificial en un cordón litoral como boca a marea. Estas últimas, los canales y acumulaciones de arena que se desarrollan en el entorno de las bocas como resultado de la interacción de las mareas, oleaje, transporte de sedimentos y descargas superficiales, serán tratadas en los siguientes capítulos.

Las lagunas litorales, como ya se dijo, son un entorno estuarino, sujeto a estudios de diversos puntos de vista; mezclados de agua (físico-químico), flora y fauna (biológico), erosión y azolve (sedimentológico) e hidrodinámico (corrientes y niveles).

Desde la visión sedimentológica, y considerando el estado final de una laguna litoral, es una zona de acumulación permanente de sedimentos, comúnmente finos de origen mineral y vegetal, fundamentalmente fango, distribuidos por el factor dinámico de

transporte en suspensión; mientras que, el transporte por el fondo relacionado con sedimento granular, se distribuye con disminución progresiva del diámetro en dirección de los conos de eyección producidos por los escurrimientos superficiales que llegan a la laguna. Las arenas finas se encuentran en el fondo de los canales interiores de la laguna, en las islas y entre los bancos de fango y arena, sin embargo al considerar los procesos marinos, el sedimento en la región de la laguna hacia la frontera con el mar, se llama *zona exterior de la laguna*, es arenoso y tiende a moverse hacia la boca de ésta.

En general, los mapas de distribución horizontal y vertical de sedimentos para cada laguna litoral se vinculan con los procesos costeros que no han sido fijos en el tiempo y en el espacio, como son los que se listan en la tabla 1.6.

Tabla 1.6 Procesos de Cambios Costeros (Kraft-Chrzastowski 1985)

Proceso	Efectos
-Tectonismo local y regional.	Posibilidad de emergencia y sumergencia de la cuenca.
- Eustatismo	Fluctuación del nivel de mar producto de transgresiones y regresiones del medio marino.
- Clima	Modificación en los procesos de erosión y transporte de sedimentos; formas de depósito de carbonatos y alteración de la vegetación.
- Régimen de corrientes y oleaje.	Factores más importantes en la formación de la línea costera por la frecuencia, intensidad, forma de arribo del oleaje normal y de origen huracanado, posibles impactos sobre la línea de costa de corrientes oceánicas y el efecto de las corrientes de marea dependientes del rango y frecuencia.
- Fuentes y tipo de sedimentos	Distancia de la fuente de detritus, tipos y formas de transporte, disponibilidad de sedimentos terrígenos, biogénicos y químicos.
-Actividad humana	Alteración inducida por el hombre en los patrones de transporte y erosión de sedimentos.

Distribución de lagunas en las costas mexicanas.

Los sistemas hidráulicos costeros en su conjunto, excepto las bahías, son clasificados en México como cuerpos de agua protegidos, con 942, 815 ha. en el litoral de Pacífico y 1,410,326 ha. en el litoral del Golfo de México y el Caribe , D.E.P.(1999), de las cuales aproximadamente 1,250,000 ha. corresponden a 137 lagunas costeras de mayor importancia; 92 lagunas se ubican en el litoral del Pacífico y 45 en el Golfo de México y

del Caribe, Programa Hidráulico 1995-200, todas ellas de tamaño, formas, regímenes hidrológicos, biota, hábitat y flujos de energía diferentes. A nivel mundial, estos entornos estuarinos se localizan en todas las costas del globo, sólo el 13 % de éstas, Larrás (1964), con mayor desarrollo en la región de latitudes medias, donde las costas son sedimentarias, planas y con placas continentales anchas de formación reciente.

Clasificación.

Aún cuando los sistemas estuarinos son de las entidades ambientales costeras más estudiadas, existen numerosos intentos para clasificarlos, mientras que Pritchard (1967), los clasifica en función de las características físico-químicas y biológicas, Fairbridge (1980) lo hace bajo el punto de vista fisiográfico y por otra parte Davies (1964) y Hayes (1979) los clasifican de acuerdo con los rangos de marea presentados en la tabla 1.2. Lankford (1977), clasifica las lagunas costeras mexicanas en cinco tipos, cuyas características generales se indican en la tabla 1.7

Factores Hidrodinámicos.

El movimiento del agua de una laguna es caracterizado por los principales factores hidrodinámicos como son los patrones de corrientes y la elevación de la superficie libre con variación espacial y temporal. Estos factores se relacionan con agentes físicos de tipo morfológico, climatológico, meteorológico, del clima marítimo, hidrológico y gravitatorio, que de una manera conjunta o individual actúan en el cuerpo lagunar, cuyos efectos se hacen sentir en el movimiento de los sedimentos y en el proceso de mezclado. Para cada uno de estos agentes físicos, existen factores de mayor significancia en el comportamiento hidrodinámico de la laguna y su interacción con el mar.

Agentes hidrológicos.

Independientemente de la variación del nivel del agua que ocurre en las lagunas por las descargas de los ríos y por lluvia local sobre la cuenca de éstas, en muchos de los casos son las causantes de apertura o modificación de bocas, lo que genera en consecuencia

cambios en el proceso de mezclado entre el agua dulce (escurrimientos superficiales) y salada (aportada por el mar a través de las bocas) que conduce a regímenes de salinidad e identifican a estos cuerpos lagunarios como lo establece Sevilla (1977):

a.- Normales o positivos, cuando la salinidad presenta valores bajos en la parte superior como resultado de altos aportes superficiales.

b.- Hipersalinos o negativos, más comunes en zonas áridas donde los aportes continentales son bajos o nulos y la salinidad alcanza valores mayores a los registrados en el mar.

Esta clasificación, para cada tipo señalado, reconoce hasta cuatro diferentes niveles en función de la variabilidad temporal anual.

Factores climatológicos.

La temperatura del agua y de la atmósfera en una laguna no presentan diferencia práctica. La magnitud de temperatura en lagunas de poca profundidad no es significativa en la estratificación salina, aún cuando a lo largo del año se presentan variaciones en México de hasta 13° entre la máxima y la mínima, mientras que si la laguna tiene profundidades mayores a 2m. aparecen estratificaciones por densidad, Conteras (1985). La temperatura en la superficie del agua representa un factor importante en la evaporación, que afecta a la variación del nivel del agua y por tanto a la variación temporal de la salinidad.

Agentes meteorológicos.

El factor más importante es el viento, aún mayor los de origen ciclónico, que además de ayudar al proceso de mezclado por las corrientes y oleaje que genera, originan sobre elevaciones de la superficie del agua en el lado de sotavento y abatimiento por barlovento. La lluvia, como se señaló, es un factor que se manifiesta en los volúmenes de escurrimientos superficiales que descargan en la laguna.

Agentes de clima marítimo.

El oleaje y la sobre elevación del nivel del mar que son los factores característicos del clima marítimo y producto de la acción del viento, generan a su vez, corrientes costeras que arrastran sedimentos en dirección paralela y perpendicular a la línea de playa. Este arrastre es asociado a la erosión y azolve en regiones donde el oleaje rebasa el cordón litoral y en el entorno a las bocas litorales, situación que también influye en la hidrodinámica del sistema lagunar.

Agentes Gravitatorios.

La atracción gravitacional de la luna y el sol principalmente sobre la tierra, genera sobre las grandes masas de agua, lagos, lagunas y el mar un movimiento periódico de ascenso y descenso de la superficie libre del agua llamado *marea astronómica*. Este movimiento representa una onda que se propaga del mar hacia la laguna que alternativamente la llena y la vacía. La magnitud de la marea en el interior de la laguna depende de las características de la boca y del tamaño de la altura y periodo de la marea en el mar y de las profundidades en la laguna. El volumen de entrada del de agua por efecto de la marea es llamado *prisma de marea* que influye de manera importante en la hidrodinámica de la laguna. El tamaño del prisma de marea y su relación con el volumen de agua dulce descargada por los ríos o por cuenca propia a la laguna, permite identificarla como predominante influenciada por marea o por escurrimiento superficial, cuyo efecto se manifiesta en el proceso de mezclado.

Un efecto de la rotación de la tierra sobre grandes masas de agua es la *fuerza de coriolis*; sin embargo, comparando este efecto con otros, puede parecer pequeño, como es el caso de las lagunas alargadas y de poca profundidad, mientras que para grandes cuerpos tales como mares, bahías y lagos profundos el efecto no debe ser ignorado, y más aún si éstos se localizan en grandes latitudes (es cero en el ecuador) donde alcanzan valores del orden del 20% respecto a las mayores fuerzas actuantes, entre latitudes de 50° a 60°; e influye en la desviación de la dirección del flujo hacia la derecha en el hemisferio norte y a la izquierda en el hemisferio sur. Particularmente en mar abierto causa corrientes que giran

en sentido horario en el hemisferio norte y en sentido contrario en el hemisferio sur, Mc. Dowell-O'Connor (1977).

Tabla 1.7 Características generales de las costas mexicanas, según la clasificación de Lankford (1977).

Tipo , origen y clasificación	Grupos subtipo y clasificación
<p><i>Tipo I. Erosión diferencial</i></p> <p>1 Depresiones formadas por procesos no marinos durante el descenso del nivel del mar. 2 Inundadas por la transgresión del Holoceno. 3 Modificadas leve o fuertemente a partir de la estabilización del nivel del mar durante los últimos 5 mil años.</p> <p>4 La batimetría y la forma son variables. 5 La geomorfología es típicamente de un valle de río inundado.</p> <p>6 Se presenta principalmente a lo largo de planicies costeras anchas y de bajo relieve.</p> <p>7 Los cañones escarpados y rocosos se forman en relieves costeros altos.</p> <p>8 Hay depresiones cársticas ovales e irregulares a lo largo de la costa del Caribe</p>	<p><i>Boca de Valle inundado abierto.</i> Sin barrera física. Escurrimiento fluvial ausente o poco frecuente. Forma y batimetría muy poco modificadas por procesos recientes. Energía reducida debido a la refracción de las olas. Existe salinidad normal algunas veces con gradientes hipersalinos. Ejemplo, la boca del Río Colorado</p> <p><i>Valle inundado con barrera</i> Barrera física presente. Escurrimiento ausente o poco frecuente. Forma y batimetría variada, debido a mareas, acción del viento, olas. Energía propiciada principalmente por corrientes mareales. Hay salinidades con gradientes hipersalinos y puede llegar a existir salinidad normal. Ejemplo, laguna Ojo de Liebre</p> <p><i>Boca de valle inundado con barrera.</i> Con barrera física presente. Escurrimiento continuo. Forma y batimetría modificada generalmente por deltas lagunares y formación de sub-lagunas. Energía debida tanto a la acción mareal La salinidad usualmente presenta gradientes hipersalinos. Ejemplo, laguna de Alvarado.</p> <p><i>Cañón rocoso inundado</i> Generalmente sin barrera física. Escurrimientos ausentes o estacionales. Forma y batimetría usualmente poco modificada. Energía variable dependiente de la geometría y refracción de las olas. Salinidad con gradientes hipo o hipersalinos. Ejemplos, Bahía Tortuga y laguna Verde.</p> <p><i>Depresión cárstica inundada</i> Barrera física presente usualmente como bajos de arena. No hay escurrimientos superficiales. Manantiales de agua continental en el fondo. Forma y batimetría modificada cerca de la abertura debida a procesos marinos.. Energía normalmente baja excepto por efectos mareales y huracanes. Salinidad usualmente normal, hipersalinas. Ejemplo, laguna Chumyaxchac.</p>
<p><i>Tipo II. Sedimentación terrígena diferencial</i></p> <p>1 Lagunas costeras asociadas con sistemas deltáicos fluviales producidos por sedimentación irregular o subsidencias de superficie que causa la compactación de los efectos de carga</p> <p>2 Se formaron y varios se han modificado durante los últimos 5 mil años.</p> <p>3 Se forman rápidamente barreras arenosas.</p> <p>4 Deltas de insumo de sedimentos bajos que pueden ser someros y frecuentemente efímeras.</p> <p>5 Lagunas elongadas entre montículos de playa.</p> <p>6 Son frecuentes a lo largo de los planos deltáicos de las regiones C y E.</p>	<p><i>Depresión intradeltáica y marginal</i> Presenta típicas barreras arenosas. El escurrimiento puede ser directo o el agua del río puede entrar a las lagunas a través de ensenadas. Ocurren rápidamente modificaciones en la forma y la batimetría. La energía es usualmente baja, excepto en los canales y ensenadas. Hay salinidad típicamente baja, pero puede mostrar estacionalidad y variaciones cortas en tiempo. Ejemplos, laguna de Términos y Bahía de Topolobampo</p> <p><i>Depresión deltáica con barrera.</i> Barreras de varios tipos; lodo, arena, manglares, etc. Escurrimientos usualmente directos a partir de ríos y tributarios. Ocurren lentas modificaciones de forma y batimetría, lagunas llegan a ser rápidas. Energía típicamente muy baja, excepto en los canales. La salinidad es muy baja, pero puede variar con la descarga de los ríos. Ejemplos, laguna de Tlalixcoyan y lagunas asociadas; laguna Pueblo Viejo.</p> <p><i>Playas deltáicas.</i> Presencia de múltiples barreras arenosas. Los escurrimientos por cargas de ríos o agua marino penetran a través de canales de circulación mareal. Forma y batimetría rápidamente modificadas, lagunas que estacionalmente llegan a secarse. Energía muy baja a excepción de los canales mareales. Salinidad altamente variable, desde dulce hasta hipersalina. Ejemplo, laguna Chijol</p>

Continuación: Tabla 1.7 Características generales de la costas mexicanas, según la clasificación de Lankford (1977).

<p><i>Tipo III.</i> <i>Plataforma de barrera interna</i></p> <p>1. Depresiones inundadas en los márgenes internos del borde continental, al que rodean superficies terrígenas en sus márgenes internos y al que protegen del mar barreras arenosas producidas por corrientes y olas.</p> <p>2. La antigüedad de la formación de la barrera data del establecimiento del nivel de agua actual, dentro de los últimos 5 mil años.</p> <p>3. Los ejes de orientación paralelos a la costa Batimétricamente son típicamente muy someros, excepto en los canales erosionados, modificados principalmente por procesos litorales como actividad de huracanes o vientos.</p> <p>4. Se localiza sedimentación terrígena.</p> <p>5. Laguna costera típica para muchos autores, aparece a lo largo de planicies costeras de bajo relieve con energía de intermedia a alta.</p>	<p><i>Lagunas Cuspadas.</i> Barreras arenosas de orientación triangular, con ejes orientados hacia fuera de la playa con relación de la difracción del oleaje (islas, arrecifes, bancos) o promontorios rocosos. Escurrimientos ausentes o muy localizados. Forma y batimetría modificadas como en el caso anterior (III-A). Energía típicamente baja, excepto en los canales de marea y durante condiciones de tormenta; salinidad variable que depende de las zonas climáticas. Condiciones de tormenta; salinidad variable que depende de las zonas climáticas. Ejemplos, laguna de Potosí y laguna de Tamiahua.</p> <p><i>Depresión de planicie costera.</i> Múltiples barreras arenosas separadas linealmente.</p> <p>Escurrimiento ausente o estacional o local.</p> <p>Forma y batimetría suavemente modificadas por acción mareal y procesos no marinos.</p> <p>Salinidad altamente variable, desde levemente salobre hasta hipersalino.</p> <p>Llega a secarse estacionalmente.</p> <p>Ejemplo, laguna de Agua Brava.</p>
<p><i>Tipo IV.</i> <i>Orgánicas</i></p> <p>1. Depresiones producidas por el crecimiento de barreras orgánicas sobre plataformas continentales internas, a partir de la estabilización del nivel del mar durante los últimos 5 mil años.</p> <p>2. Las formas son variables, desde paralelas y ovales hasta altamente irregular.</p> <p>3. Batimetría somera e irregular.</p> <p>4. Incluye sistemas coral-algas a lo largo de la costa de Yucatán y comunidades de manglares en áreas subtropicales protegidas.</p>	<p><i>Laguna con barrera coralina- algal.</i> Barrera rígida de carbonatos, incluidas lagunas irregulares. Escurrimientos ausentes o muy localizados. Forma y batimetría modificadas por el crecimiento de organismos, mareas y efectos de huracanes. Condiciones energéticas normalmente bajas o variables en los canales. Salinidad normal. Ejemplos, arrecife Alacrán y laguna Nichupté.</p> <p><i>Laguna de barrera de manglar.</i> Barrera con densos manglares, normalmente con sedimentos clásticos atrapados. Escurrimiento presente. Forma y batimetría rápidamente modificadas por el crecimiento de organismos y mareas. Energía usualmente baja o variable en los canales. Salinidad de normal a hipersalina, al menos parte del año. Ejemplos, laguna Nichupté y laguna de Atasta</p>
<p><i>Tipo V.</i> <i>Tectónicas.</i></p> <p>1. Depresiones y barreras producidas por fallas, levantamientos o vulcanismos en áreas costeras en el pasado geológico, independientemente de la historia del nivel del mar.</p> <p>2. Formas variables, desde elongadas ovales hasta altamente irregulares.</p> <p>3. Batimetría variable desde somera hasta profunda, a menudo irregular.</p> <p>4. Presentes en costas de alto relieve</p>	<p><i>Laguna estructural.</i> Barrera de levantamientos rocosos, puede ser irregular, o discontinua.</p> <p>Escurrimientos presentes a ausentes. Forma y batimetría usualmente poco modificadas, excepto en escurrimientos localizados. Lagunas frecuentemente muy profundas. Algunos procesos cercanos a la costa pueden formar barreras rocosas a causa de asentamientos de playas. Salinidad generalmente normal. Ejemplo, Bahía Magdalena.</p> <p><i>Laguna volcánica.</i> Depresión y barrera formadas por flujos de lava independientemente de la historia del nivel del mar. Pueden ser muy jóvenes. Escurrimientos presentes o ausentes. Forma y batimetría altamente variables o someras, modificadas por escurrimientos, acción mareal o vulcanismo subsecuente. Salinidad variable, según las condiciones climáticas. Ejemplo, Bahía de San Quintín y laguna de Sontecompan</p>

1.4. BOCAS A MAREA LIBRE.

1.4.1. Origen

La descarga de masas de agua continentales o de intercambio entre las contenidas en cuerpos costeros con el mar, constituyen puntos singulares en el litoral, de interés geomorfológico y socioeconómico, y en consecuencia, para el estudio de las relaciones entre los procesos naturales y las actividades humanas, Diez (1996). Estas singularidades llamadas *desembocaduras o accesos costeros* (según la posición de observación, de tierra al mar o de éste hacia tierra), se vinculan al desarrollo de los entornos estuarinos y a las barreras litorales, en consecuencia, a los procesos litorales derivados de la acción temporal y espacial de los factores ambientales marítimos correspondientes al oleaje, mareas y transporte litoral.

Por su naturaleza física, estas singularidades se clasifican generalmente en tres grupos, de acuerdo a los factores predominantes en su configuración morfológica, figura 1.11; las de origen geológico, las de origen hidrológico y aquellas de origen sedimentario, Bruun (1978). Las desembocaduras del primer grupo, de formación tectónica, son rocosas y profundas como es el caso de las bahías de Acapulco y Zihuatanejo, y muchas más que se localizan en la planicie costera comprendida entre la Sierra Madre del Sur y el Océano Pacífico, desde el estado de Colima hasta el de Oaxaca en México, Carreto et al (1989). Las desembocaduras de origen hidrológico, corresponden a las partes bajas de los ríos, donde éstos descargan sus aguas al mar, propiamente llamadas desembocaduras en las que en muchos de los casos se localizan puertos. La forma es de tipo estuarina o deltaica, según la influencia de las corrientes de mareas y la carga de sedimentos que éstas transporten. Ejemplos de éstas son las desembocaduras de los ríos Pánuco, Tuxpan, Papaloapan, Coatzacoalcos y otros situados en el litoral mexicano del Golfo de México. Las desembocaduras del tercer grupo se ubican entre las barreras litorales o costeras, o entre una barrera y una punta rocosa, que a su vez varían en función de las características de las mareas y oleajes actuantes, ya que en muchos de los casos es difícil diferenciar si uno de éstos factores de mayor influencia. La formación de las barreras, como se indicó en la sección 1.2.1.1., se vincula a la magnitud del transporte de sedimentos por la acción del oleaje, que unido a la variación de niveles del mar, por marea astronómica, por tormenta o

por descargas superficiales se forma las *bocas a marea libre*, también conocidas *bocas litorales* o simplemente *bocas a marea*, que unen el mar con la laguna litoral. Otras bocas de este tipo son esencialmente formadas durante la presencia de huracanes, cuando los vientos extraordinarios generan sobre elevaciones importantes del mar y facilitan que la zona de rompientes del oleaje, también generado por estos vientos, se acerque a la barrera y en su caso las rebase particularmente en su parte más estrecha y donde las dunas son de altura baja y discontinua. En este proceso el flujo del agua del mar en lo alto de la playa seguido del rompimiento de las olas (swash) modifica el perfil de ésta hasta romper la barrera, de modo que el caudal de agua que la rebasa arrastra el sedimento (overwash) y forma *cayos* o depósitos en el lado de sotavento de la barrera. Si la duración de la tormenta es larga o por la acción de otra que se superponga, el oleaje generado puede hacer crecer las roturas iniciales hasta formar canales de grandes dimensiones, que, si después de la tormenta, las fuerzas por marea permiten establecer permanencia del flujo y reflujo a través de éste e interrelación con las fuerzas del oleaje, entonces la rotura puede convertirse en una boca litoral de carácter permanente o efímera, Liu et al (1993).



a) Bahía de Acapulco, Gro.



b) Río Balsas- Puerto Lázaro Cárdenas



c) Laguna de Chacahua (Contreras, 1993)



d) Laguna Madre, Tamps.

Figura 1.11. Tipos de accesos costeros con base a su origen.

a) Geológico b) Hidrológico c) Sedimentario entre una barrera y d) Sedimentaria
por rotura durante huracanes.

1.4.2. Características generales de bocas a marea.

Regiones de una boca.

Con referencia a la sección anterior y al propósito de este trabajo respecto a los accesos costeros de origen sedimentario, se define bajo el punto de vista físico, que una *boca a marea* es la zona donde se conecta una laguna con el mar a través de una abertura estrecha en la barrera litoral que permite el intercambio de agua entre estos dos cuerpos, constituida por las regiones del canal de entrada o salida por el lado del mar y la entrada o salida por el lado de la laguna, como se indica en la figura 1.12.

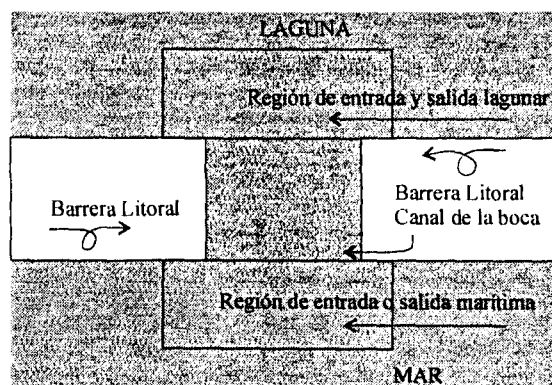


Figura 1.12 Regiones de una boca típica. (modificado).Brunn (1978).

Las características de cada una de las regiones son tratadas en la sección 1.4.2.2 donde se analizan los procesos de la evolución de las bocas y la interacción morfodinámica presentada; mientras tanto, debe observarse que el sistema laguna-boca es un todo que debe ser estudiado en conjunto, aún cuando cada una de sus regiones ofrecen aspectos susceptibles de ser tratadas de manera independiente, Mota (1973).

Unidades Morfológicas.

Significativamente el rango de mares, el prisma de marea y la energía del oleaje son elementos hidrodinámicos que relacionados con la hidrografía producen cambios en la morfología de las bocas. La interacción y balance de estos parámetros se representan en la

figura 1.7, en la que se observan unidades morfológicas tales como el canal, las flechas o lengüetas de la barra litoral, y bancos de arena o deltas de marea enmarcadas dentro de las tres regiones de la boca mostradas en la figura 1.12.

Deltas a marea. Son bajos en forma de conos sumergidos que se localizan en las regiones de entrada o salida de la boca que pueden ser:

a.-Deltas por refluo. Son constituidos por acumulación de sedimentos en el extremo exterior del canal de la boca, por el lado del mar, depositados primeramente por las corrientes de refluo de marea y modificados por el oleaje. La distribución de corrientes por marea sobre este delta es bien marcada, el flujo se realiza prácticamente sobre las plataformas laterales, mientras que el refluo ocurre sobre el canal principal.

b.-Deltas por flujo. Se localizan en el extremo interior del canal de la boca, por el lado de la laguna, constituidos por depósitos de sedimentos acarreados por el flujo de la marea, Hayes (1975). Cuando las corrientes por marea dentro del canal se dirigen del mar hacia la laguna se denominan *corrientes de flujo* o *flujo por marea*; mientras que, si el sentido es inverso se denominan *reflujo por marea*.

Un modelo general de una boca litoral con deltas de flujo y reflujos de marea bien desarrollados se presenta en la figura 1.13, que muestra los principales componentes de estas unidades morfológicas cuyas características y definiciones tomadas de Hayes (1980) y Boothroyd (1985) se describen a continuación.

•*Canal principal.* Se localiza en la región del canal de la boca donde la acción de las corrientes de refluo por marea es dominante sobre las corrientes de flujo de marea. Normalmente está orientado perpendicular a línea de costa y conduce la mayor parte del refluo.

•*Lóbulo.* Es la frontera del delta de refluo, de forma convexa hacia el mar en el plano horizontal y vertical respectivamente. Esta es la zona donde las velocidades del chorro de refluo de marea disminuyen rápidamente y obligan al depósito del sedimento.

•*Plataformas laterales.* Son zonas planas de arena que se localizan entre el canal principal y las barreras.

- *Barras de reflujo*. Son acumulaciones de arena que se forman por la acción del oleaje después de romper sobre las plataformas laterales en la parte exterior del canal principal.

- *Barras lineales*. Se localizan paralelas al canal principal sobre las plataformas laterales, producto de la interacción del oleaje y las corrientes de marea.

- *Canales marginales de flujo*. Son canales que se forman por la acción dominante de corrientes de flujo de marea; normalmente se localizan entre las plataformas laterales y los extremos de las barreras por el lado de *transporte arriba* y por el lado de *transporte abajo*.

- *Rampa de inundaciones* Es una superficie de arena inclinada, descendente hacia el mar, sujeta principalmente a corrientes de flujo de marea.

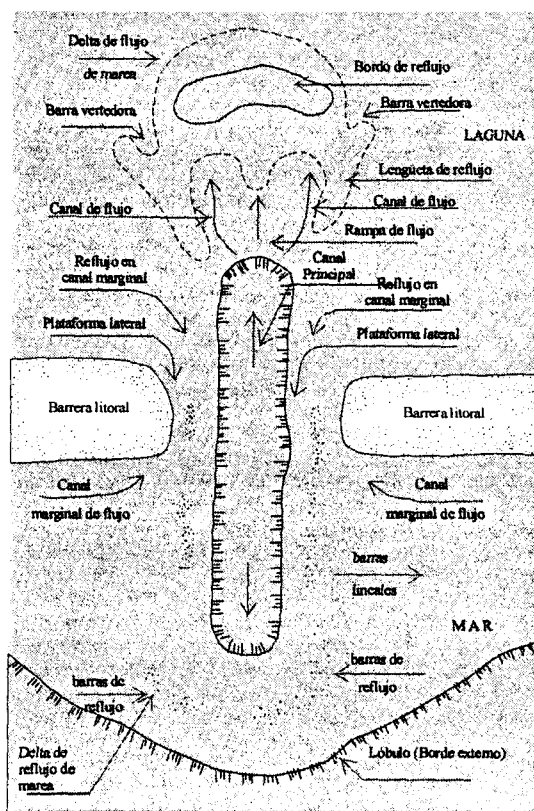


Figura 1.13 Modelo General de una boca litoral con deltas de flujos y reflujos bien desarrollados (modificado). Hayes (1980), Boothroyd (1985)

- *Canales de inundación*. Se localizan a continuación de la rampa de inundación, producto de las corrientes durante la inundación.

- *Bordo de reflujo* Corresponde a la mayor acumulación de sedimento sobre el delta de flujo que ayuda a desviar las corrientes de reflujo de marea alrededor del delta.

- *Lengüetas de reflujo*. Son áreas principalmente formadas por corrientes de reflujo con alguna influencia de corrientes de flujo.

- *Barra vertedora*. Se forma de arena por corrientes de reflujo sobre las áreas bajas del bordo de reflujo.

Canal de la boca. Es la región que une las entradas o salidas por el lado del mar y de la laguna de una boca, figura 1.12 y se constituye de:

- *Canal principal de reflujo* que a su vez contiene la *garganta o cuello (troat)*, que es la zona de sección transversal más angosta y donde se presentan las velocidades del flujo más altas y *el cañón (gorge)*, que es la parte más profunda del canal y puede extenderse hacia el mar o a la laguna a partir de la garganta.

- *Canales marginales de flujo*, o *canales secundarios* durante las condiciones de flujo de la marea.

- *Flecha recurvada*, situada en la playa de la barrera del lado del transporte arriba y caracterizada por una sucesión de playas curvas.

1.4.3 Clasificación de bocas.

La magnitud de la influencia de las corrientes de marea, el oleaje y el transporte litoral, asociados a otros factores como son las descargas superficiales, los meteorológicos y la intervención del hombre en la modificación del medio, desarrollan en mayor o menor grado algunas de las unidades morfológicas que determinan la geometría específica de las bocas, en consecuencia, modelos morfológicos diversos, que sin embargo se circunscriben en el modelo de la figura 1.13. Los modelos o esquemas morfológicos, comúnmente se clasifican en función de la dependencia de las bocas y el cordón litoral respecto al rango de mareas, energía del oleaje, el prisma de marea y el transporte litoral. A continuación se tratan esquemas según la clasificación morfológica e hidrológica.

Clasificación morfológica.

Galvin (1971), clasifica cuatro tipos de bocas naturales que son función de la geometría y su relación con los segmentos de la barrera litoral y el transporte litoral neto denominadas como:

a.-Desplazamiento con traslape (overlapping offset). Son las más comunes. Existen donde hay una adecuada alimentación de sedimento y transporte neto fuerte o unidireccional cuyo efecto se manifiesta en el traslape de los segmentos de la barrera litoral. Figura 1.14a

b.-Desplazamiento transporte arriba (updrift offset). Existen con frecuencia y ocurren cuando hay una adecuada alimentación de sedimentos en el lado de transporte arriba de la boca y moderado a débil transporte neto que origina la formación de lengüetas recurvadas Figura 1.14b

c.-Desplazamiento transporte abajo (Downdrift offset). Se presentan con menor frecuencia donde hay una inadecuada alimentación de sedimentos y débil transporte neto. La playa del lado transporte arriba de la boca se convierte en la fuente de alimentación y sufre un retroceso mayor que en el lado contrario. Figura 1.14c. Este modelo, en algunos casos, puede convertirse en el modelo de desplazamiento transporte arriba y volver al estado anterior de manera cíclica. Esto ocurre por la incidencia del oleaje en forma oblicua, que al refractarse sobre el delta y bajos de reflujo por el lado transporte abajo, genera corrientes que invierten localmente la dirección del transporte litoral, Brunn (1978).

d.-Desplazamiento despreciable (Negligible Offset). Existen donde el transporte neto es pequeño o nulo y la energía de las olas se distribuye igual en ambos lados de la boca para producir un ensanchamiento uniforme, figura 1.14.

Estos modelos naturales, pueden ser también desarrollados artificialmente por la construcción de obras de dragado, alteración de alimentación de sedimentos o la presencia de estructuras (espigones y escolleras) a lo largo de la playa.

Clasificación Hidrológica.

Puesto que las bocas son puntos singulares costeros y a su vez parte de las barreras costeras, deben tratarse como un todo en los procesos hidrográficos como observa Davis

(1964) en su clasificación de costas descrita en la sección 1.2.1.3. Con base a esta clasificación y a estudios realizados por otros autores, en la tabla 1.8, se muestran algunas características de las bocas, que prácticamente se restringen a costas con micromareas y mesomareas.

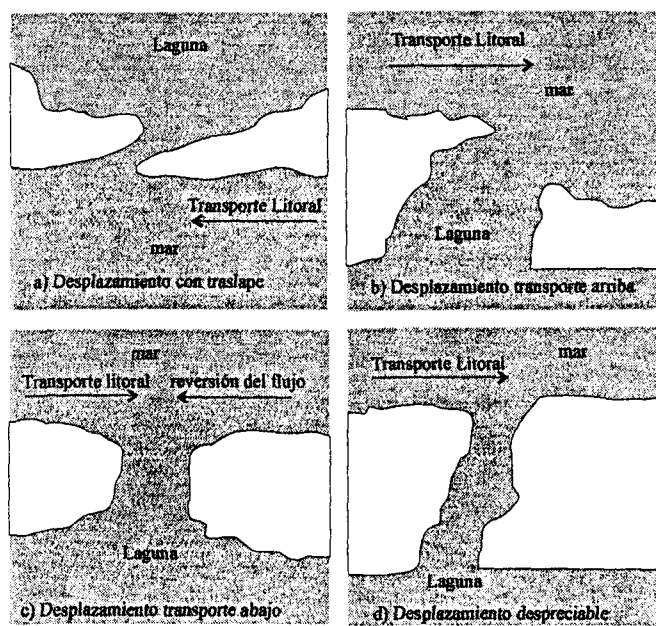


Figura 1.14 Tipos de bocas según Galvin (1971)

Tabla 1.8. Características de las bocas de clasificación hidrológica.

Tipo de Costa	Características
Con micromareas <2m	<ul style="list-style-type: none"> - Bocas pequeñas, asociadas con lagunas pequeñas, resultando prismas de marea y equilibrio también pequeño. Fitzgerald (1993). - Dominio de oleaje, pequeños deltas de reflujos y deltas de flujo significantes y barras lineales en la garganta, Hubbard (1977), figura 1.15 a y Hayes (1979), figura 1.15d. - Bocas aisladas y deltas de flujo bien desarrolladas, Hayes (1979), figura 1.15d.
Con mesomareas 2-4m	<ul style="list-style-type: none"> - Bocas mayores con lagunas grandes y deltas de flujo y reflujos bien desarrolladas, Fitzgerald (1993). - Canal principal y garganta bien definida y profundos, con dominio de la acción de mareas, Hubbard (1977); figura 1.15e. - Numerosas bocas, deltas de reflujos bien desarrolladas, pobre desarrollo o ausencia de deltas de flujo y configuración debida a la mayor actividad del lado de transporte abajo relacionada con la refracción del oleaje alrededor de deltas de reflujos, Hayes (1979), figura 1.15b.

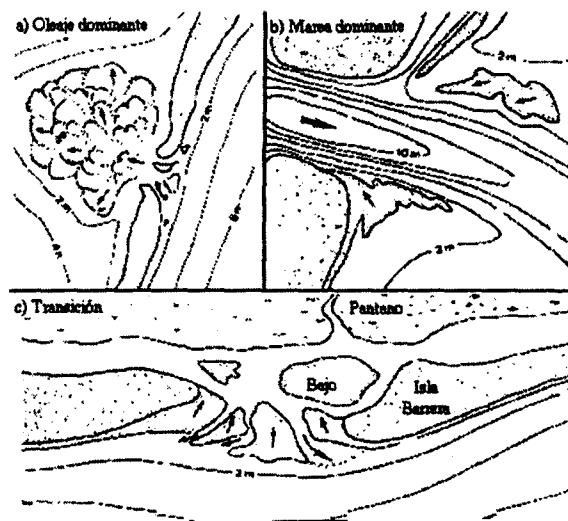


Figura 1.15 Bocas a marea con oleaje dominante (a) , con marea dominante (b), y bocas de transición (c). Hubbard, et al (1977) y Hayes (1979).

1.4.4. Escalas de procesos

Los cambios que sufren las unidades morfológicas de las bocas litorales, están asociados al comportamiento de las playas bajo la acción de cinco factores principales; procesos costeros, clima, movimiento del sedimento, nivel relativo del mar y actividades humanas, que se muestran y amplían en la figura 1.16. La presencia de estos factores y su interrelación espacial y temporal, conducen a estudiar los efectos generados a escalas diferentes, referidas como pequeña, intermedia y gran escala, Larson (1994).

Procesos a pequeña escala o de corto plazo

El nivel de estas escalas se enmarcan en espacios de 0.1 mm a 10 m., y tiempos de 0.15 seg. a 1 día, donde los procesos relativos a la dinámica de sedimentos, particularmente en la variabilidad de las formas del fondo en la región de la playa sumergida, revela la influencia de la variación del tamaño del sedimento y la turbulencia del flujo. De igual manera, para tiempos pequeños, pero para espacios grandes, comprendidos entre 100 m y 1000 km. de línea de costa el efecto de los sismos es importante, así como los producidos por tsunamis entre los 5 km y 200 km.

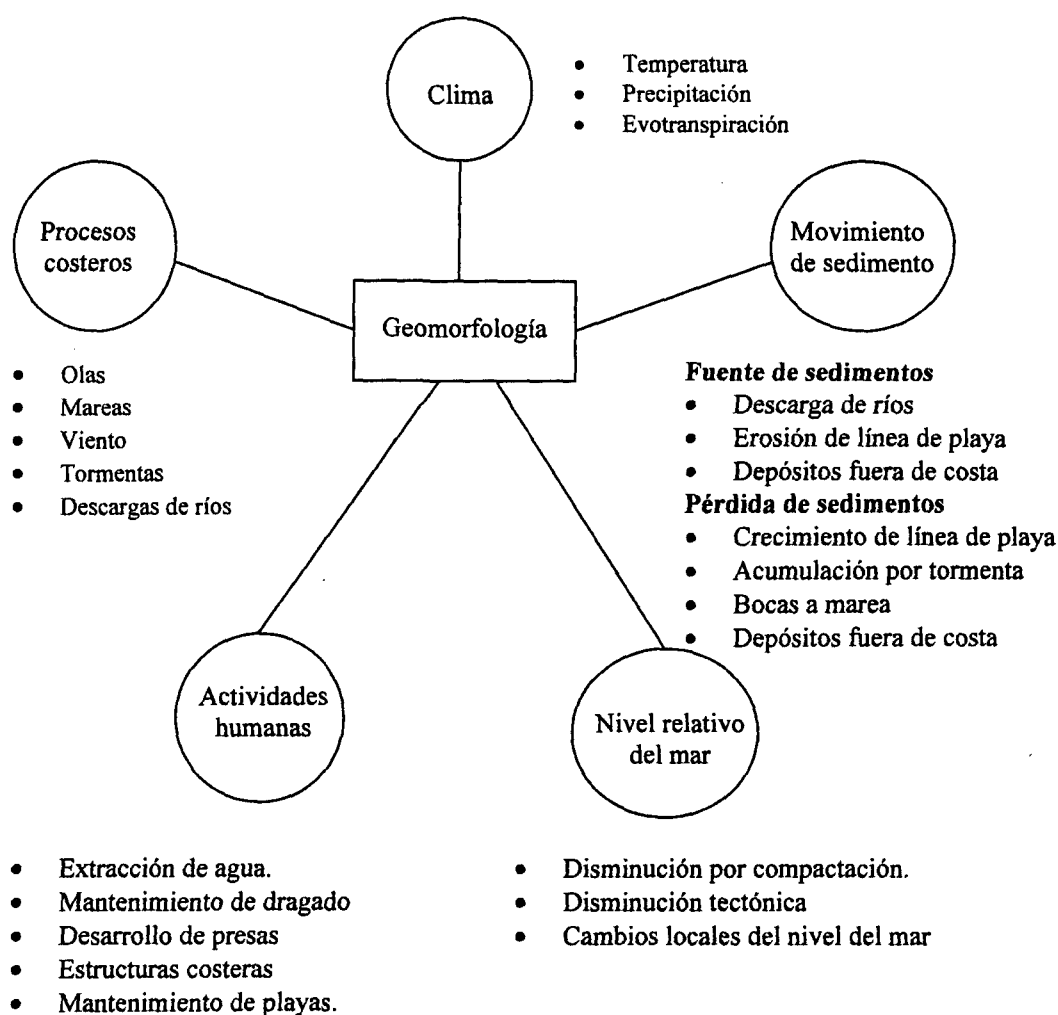


Figura 1.16 Interacción de factores que afectan a los cambios en las playas. Morton (1997)

Procesos a escala intermedia o de mediano plazo

Estas escalas incluyen espacios de 1m a 10 km, y tiempos de 1 seg a 1 año, en las que se acoplan los procesos a pequeña escala con otros, como es el caso de la deformación que sufre el oleaje (refracción, difracción y reflexión) generado por el viento, principalmente las de gravedad comprendidas entre 5 y 30 seg y las de infragravedad de 30 a 300 seg, cuyos niveles de energía de origen se modifican con la variación de la altura de la ola en la zona de rompientes y por tanto el transporte de sedimentos longitudinal y transversal, manifestándose una fuerte correlación entre la deformación de la playa y la magnitud de la erosión y sedimentación, situación que ocurre en ciclos de ordenes mensuales hasta anuales. En este contexto, la presencia de ciclones, contribuye a la deformación de la playa y su efecto en el cierre y apertura de bocas. Para este último caso,

después de la tormenta, la interacción de la energía del oleaje, transporte de sedimentos y corrientes de marea, las bocas podrán permanecer abiertas permanentemente, bien por largo tiempo o ser efímeras. Otros fenómenos que se agregan en la morfodinámica de las costas a estas escalas son, la erupción volcánica y los episodios del niño.

Procesos a gran escala o de largo plazo

El estudio de la dinámica de la playa a largo plazo, de meses a décadas y longitudes de hasta 100 km., corresponde al *comportamiento de costas a gran escala*, que se sitúa entre los procesos a escalas intermedias y escalas mucho mayores, de orden geológico, con periodos de miles a millones de años y longitudes de hasta 10,000 km. En estos rangos de escala, el acoplamiento de los procesos a escala intermedia se presenta con cambios del nivel del mar producto de glaciares, erupciones volcánicas, ciclones, episodios del niño y actividades humanas que en consecuencia producen barreras litorales, apertura de bocas, erosión costera, formación de arrecifes y deltas entre otros. En la figura 1.17, se muestra el acoplamiento de las escalas descritas y los procesos respectivos.

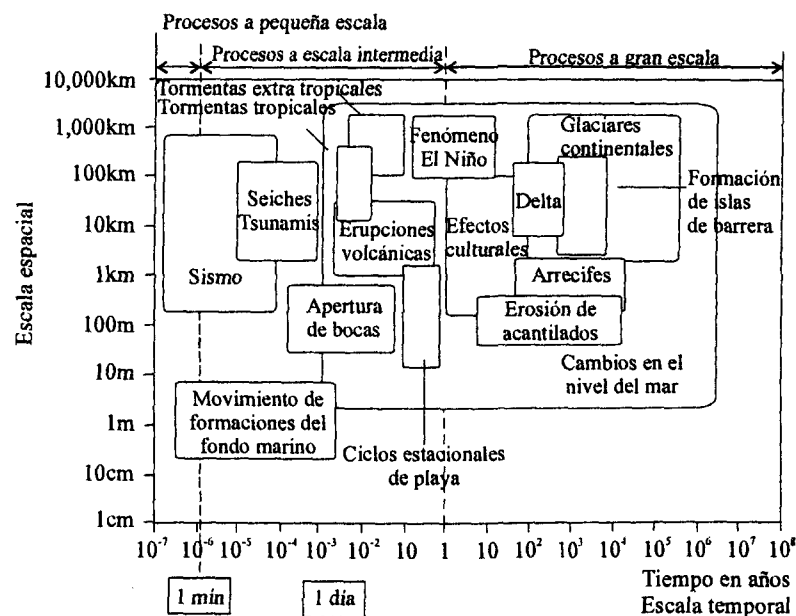


Figura 1.17 Escala temporal y espacial de fenómenos que afectan los cambios en las playas (modificado). Morang (1995).

1.4.5 Evolución morfodinámica.

La historia de una boca, generalmente describe el cambio de su geometría, en consecuencia, el área de la sección transversal del canal, la longitud de éste y en general de la variabilidad de las unidades morfológicas. Para entender este cambio o evolución, es necesaria la visión morfológica y la comprensión de la dinámica litoral, Diez (1996), donde los fenómenos de erosión, azolve y transporte de sedimentos son significativos.

Bocas amplias y angostas.

Independientemente de la clasificación hidrológica y morfológica de las bocas tratadas en la sección 1.4.3, Diez distingue desde una óptica más operativa tres grupos de desembocaduras; el primero con acción preponderante de marea, el segundo con acción preponderante fluvial y el tercero con acción dominante del oleaje. Al segundo grupo pertenecen los deltas y al tercero las barreras litorales tales como; flechas, barreras de bahía e islas barreras.

Respecto al primer grupo, se diferencian las *desembocaduras amplias*, con bocas de dimensiones grandes que permiten la propagación libre de la onda de marea al interior del estuario y las *desembocaduras angostas*, con bocas de dimensiones pequeñas que afectan la propagación de la onda de marea al interior del estuario. En consecuencia, el régimen hidráulico respectivo es diferente, lo que a su vez hace distinguir a las lagunas de grandes y pequeñas dimensiones. Por *laguna de grandes dimensiones* se considera, aquella en donde los cambios continuos de la onda de marea durante su propagación no puede despreciarse aunque el área en planta no sea grande, es decir, que el amortiguamiento y defasamiento de la curva de marea en cada punto de la laguna respecto a la curva de marea en la región de entrada o salida lagunar es diferente; mientras que, en una laguna de pequeñas dimensiones, el defasamiento y amortiguamiento es el mismo en todos los puntos de la laguna, Mota (1973).

Lo anterior, permite relacionar el tamaño de la boca con el tamaño de la laguna de la manera siguiente; ambos tipos de bocas, amplias y angostas se relacionan con lagunas de grandes y pequeñas dimensiones en función de la modificación de la onda de marea, en el

lado del mar hasta el interior de la laguna. La primera fase de modificación de la onda de marea, se presenta a lo largo del canal de la boca, sujeta a la magnitud del área de la sección transversal y longitud del canal. La segunda fase, ocurre en el interior de la laguna ligada a la forma, el área y a las profundidades de ésta, además de otros factores como son; aportaciones superficiales, vientos, rugosidad del fondo o distribución granulométrica de los materiales.

Concepto de equilibrio dinámico de bocas.

La variación de las magnitudes geométricas de la boca se manifiesta en la modificación de la onda de marea durante su propagación hacia la laguna y esta modificación tiene su efecto en los cambios de la boca, es decir, se establece un *equilibrio dinámico*.

Cualquier boca a marea se encuentra en estado de equilibrio dinámico porque las condiciones de flujo, oleaje y transporte de sedimento están siempre cambiando, Brunn (1978)

Lo anterior significa que las corrientes de flujo y reflujo de las mareas en la boca influenciadas por el régimen de aportaciones superficiales y vientos, además de ser asimétricas y sufrir una continua variación de su capacidad erosiva y de transporte de sedimentos, contribuyen en la modificación de los patrones de corrientes en las regiones de entrada o salida marítima y lagunar y por tanto en la distribución del sedimento en la boca, producto del transporte litoral. Durante el flujo de marea y superpuesto el efecto del oleaje, parte del volumen de material producto del transporte litoral, es acarreado y depositado a lo largo del canal y al interior de la laguna seguido de la erosión en los labios exteriores de la boca, después, por la capacidad erosiva de las corrientes de reflujo, se extrae todo o parte del volumen de material ingresado, inclusive mayor si tal capacidad es incrementada por las aportaciones superficiales, y se distribuye en la región de la entrada o salida marítima de la boca y así se mantienen las magnitudes geométricas del canal estables o en su caso se produce ampliación o disminución de las mismas.

Parámetros fisiográficos.

Cuando el volumen de sedimento de entrada al canal es mayor que el de salida, indica que hay sedimentación; si ésta es progresiva, el proceso es preponderantemente mayor que el de erosión, con el resultado de la disminución del área correspondiente a la sección transversal. Lo anterior se refleja en una mayor asimetría de las fases de flujo y reflujo de marea en la disminución de la capacidad de transporte de sedimentos del reflujo, modificación del trazo en planta del canal principal, aumento de la longitud del canal, disminución de las velocidades y consecuentemente disminución progresiva del prisma de marea. El proceso anterior puede concluir con el cierre de la boca, sin embargo, estos cambios ocurren a diferentes escalas de tiempos que permiten identificar las bocas como; *permanentes*, cuando permanecen abiertas indefinidamente desde su origen y están sujetas a cambios locales pequeños de forma y del área de la sección transversal, es decir, se encuentran en equilibrio dinámico; *intermitentes* cuando se abren y cierran en periodos cortos; y *efímeras* cuando éstas se abren durante tormentas por efecto del rebase del oleaje sobre la barrera litoral o por aportaciones superficiales que producen sobre elevación del nivel del agua en la laguna y se cierran pocos días después.

La corriente de reflujo origina, en general, un campo de velocidades similar al de un chorro bidimensional sumergido, donde éstas disminuyen conforme el chorro avanza hacia el mar, figuras 1.18a y b. Esta barrera hidráulica natural, interrumpe el transporte litoral y provoca acumulación de sedimentos en la vecindad de la boca que constituyen el delta de

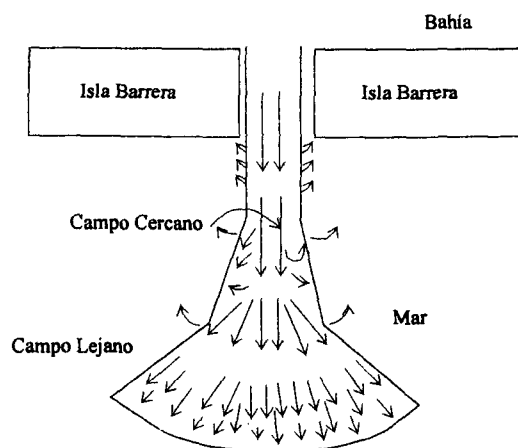


Figura 1.18a Modelo de Flujo libre, Oertel (1988)

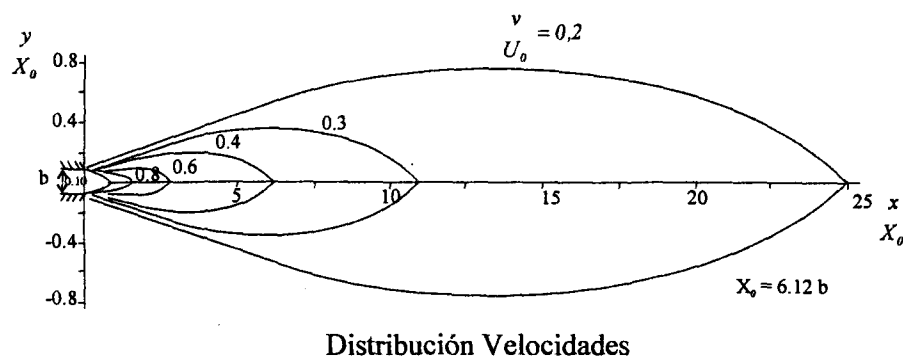


Figura 1.18b Modelo de descarga de un chorro, French (1960)

reflujo de marea con tendencia a cerrar la boca. Las dimensiones de este delta dependen de la capacidad de arrastre de las corrientes de reflujo y de la magnitud del transporte litoral.

En resumen, la permanencia de una boca abierta, depende de la capacidad de erosión del flujo en el canal contra la actividad del oleaje asociada al transporte litoral.

En este escenario de funcionamiento de las bocas a marea, se han llevado a cabo numerosos estudios para tratar de encontrar las relaciones más apropiadas de los diferentes parámetros morfológicos e hidráulicos de las mismas bocas.

Relaciones empíricas de parámetros geométricos.

Para estimar los cambios naturales en los parámetros fisiográficos de bocas a marea a mediano y largo plazo, que incluyen procesos de intermedia a gran escala, se presentan a continuación varias relaciones empíricas comúnmente empleadas.

O' Brien (1931), después de considerar que las lagunas grandes están asociadas a bocas grandes y las lagunas pequeñas a bocas pequeñas, establece una relación exponencial entre el área de la sección transversal de la boca y el prisma de marea de rango de marea diurna o de marea viva, que para datos de bocas en las costas del Pacífico Norte de los Estados Unidos de Norteamérica con y sin escolleras resultó ser

$$A = 4.063 \times 10^{-2} P^{0.85} \quad 1.1$$

donde: A, es el área de la sección transversal mínima (en la garganta), en km^2 , medida abajo del nivel medio del mar.

P, es el prisma de marea, en km^3 , correspondiente al rango de marea diurna o de marea viva.

Esta ecuación fue revisada por O'Brien (1969), e incluyó 29 nuevas bocas, grandes y pequeñas, con y sin escolleras, localizadas en las costas del Atlántico incluyendo el Golfo de México y Costas del Pacífico de los Estados Unidos, México, Sureste de Asia y Australia. El resultado fue prácticamente igual a la ecuación 1.1 para bocas con dos escolleras, sin embargo para bocas sin escolleras la mejor relación fue:

$$A = 6.65 \times 10^{-2} P \quad 1.2$$

Jarret (1976), estudió 108 bocas en costas arenosas del Atlántico, del Golfo de México y del Pacífico agrupados en tres categorías; todas las bocas, sin escolleras o con una o dos escolleras. Bajo análisis de regresión, obtuvo las ecuaciones que se indican en la Tabla 1.9 y que relacionan el área A contra el prisma P.

Tabla 1.9 Ecuaciones de A vs P. (Jarret 1976)

Categoría	Ubicación de las bocas (Costas)			
	Atlántico	Golfo de México	Pacífico	Las tres Costas
Todas las bocas	$A = 8.56 \times 10^{-2} P^{1.05}$ ec. 1.3	$A = 3.38 \times 10^{-2} P^{0.84}$ ec. 1.4	$A = 4.38 \times 10^{-2} P^{0.91}$ ec. 1.5	$A = 5.59 \times 10^{-2} P^{0.95}$ ec. 1.6
Sin escolleras o con una escollera	$A = 9.65 \times 10^{-2} P^{1.07}$ ec. 1.7	$A = 3.84 \times 10^{-2} P^{0.86}$ ec. 1.8	$A = 7.11 \times 10^{-2} P^{1.10}$ ec. 1.9	$A = 7.07 \times 10^{-2} P^{1.03}$ ec. 1.10
Con dos escolleras	$A = 5.62 \times 10^{-2} P^{0.95}$ ec. 1.11	Datos insuficientes	$A = 4.53 \times 10^{-2} P^{0.85}$ ec. 1.12	$A = 4.11 \times 10^{-2} P^{0.86}$ ec. 1.13

A = Área mínima de la sección transversal, en km^2 , referida al nivel medio del mar.

P = Prisma de marea en marea diurna o marea viva, en km^3 .

Vincent-Corson (1981), analizaron 65 bocas en equilibrio con su medio hidráulico sobre las tres costas de los Estados Unidos de Norteamérica y presentaron relaciones únicamente entre parámetros fisiográficos, donde el área de la sección transversal es el mejor parámetro independiente útil en la predicción de otros elementos de la geometría de la boca. La figura 1.19 corresponde al esquema que indica los parámetros seleccionados.

A_c es el área de la sección transversal de la boca para el ancho mínimo B ; A_D es el área del delta de reflujo e igual al producto $B \times d_a$; d_m y $d_{m\acute{a}x}$ profundidades media y máxima de la sección transversal para el ancho mínimo de la boca; d_c la profundidad mínima en el canal y L la longitud del canal.

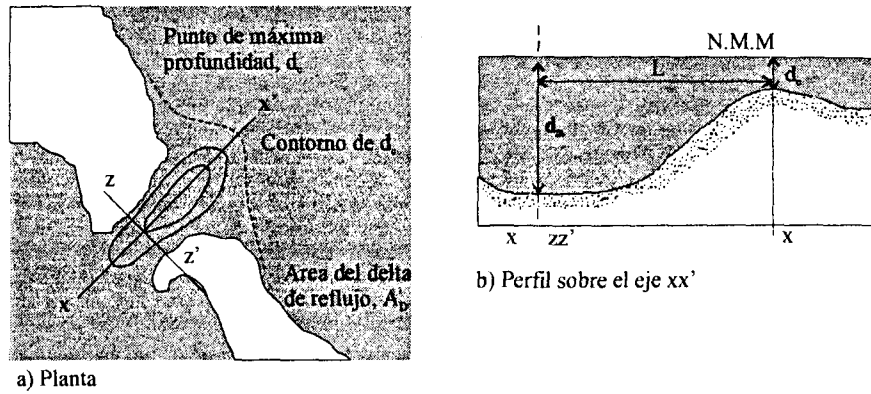


Figura 1.19 Parámetro fisiográfico de una boca a marea. Vincent-Corson (1981).

Las ecuaciones obtenidas se presentan a continuación:

$$A_c = B \times d_m \quad 1.14$$

$$A_E = 9.651 \times 10^{-4} A_c^{1.04} \quad 1.15$$

$$L = 26.947 A_c^{0.55} \quad 1.16$$

$$d_{m\acute{a}x} = 2.214 A_c^{0.38} \quad 1.17$$

$$A_E = 7.752 \times 10^{-6} L^{1.71} \quad 1.18$$

$$d_m = 1.42 + 0.347 d_{m\acute{a}x} \quad 1.19$$

$$d_c = 0.5662 d_{m\acute{a}x} \quad 1.20$$

$$L = 539 + 226.7 d_{m\acute{a}x} \quad 1.21$$

$$\frac{d_m}{d_c} = 0.9289 \left(\frac{B}{L} \right)^{-0.42} \quad 1.22$$

donde A_E es en km^2 , A_c es en m^2 y las otras variables en m.

Yañez (1989), bajo el concepto de que la garganta de una boca está en equilibrio cuando la fracción del transporte litoral total que entra a la garganta es igual a la cantidad

de material que la corriente de marea remueve de ésta, establece que el área de la sección transversal en la garganta de la boca es función del prisma de marea P y del ancho B de la boca,

$$A = f(P, B) \quad 1.23$$

Los resultados del análisis de regresión sobre los datos correspondientes a 20 bocas de la Costa Oeste Inferior de Florida son:

$$A = 4.23 \times 10^{-5} PB^{1/10.07} \quad 1.24$$

$$A = 2.41 \times 10^{-5} PB^{1/5} \quad 1.25$$

A en m^2 , P en m^3 y B en m .

Para ambas ecuaciones el coeficiente de correlación R fue de 0.96, mientras que el error estándar σ fue de 0.40 para la ecuación 1.24 y de 0.41 para la ecuación 1.25.

Machemehl-Herbich (1991), con base a datos de 51 bocas a marea de las costas de los Estados Unidos de Norteamérica, encontraron que la relación entre el ancho B y longitud L de éstas tiene la forma:

$$L = 0.565B^{0.52}e^{5.56} \quad 1.26$$

Ambos valores de A y B son medidos en metros.

Las fronteras superior e inferior de la distribución de los datos es dada por líneas con valores de $a = 0.52$ y $b = 5.56$ para la superior y $a = 0.52$ y $b = 3.44$ para la inferior; determinándose de esta manera los valores máximos y mínimos de la longitud. Lo anterior significa que para valores mayores del ancho las longitudes son mayores. La relación entre el valor máximo y mínimo de los anchos se expresa como:

$$B_{m\acute{a}x} = 486.2 + 1.58B_{m\acute{i}n} \quad 1.27$$

y la relación entre las longitudes máximas y mínimas es

$$L_{m\acute{a}x} = 1137.4 + 1.21L_{m\acute{i}n} \quad 1.28$$

Vergara-Sánchez (2000), analizaron datos de 15 bocas a marea sobre las Costas de México, en el Golfo de México, con y sin escolleras, habiéndose asumido que éstas se encuentran en equilibrio dinámico. La fuente de información corresponde a la Dirección General de Infraestructura Pesquera de la SEMARNAP, habiéndose seleccionado los siguientes datos; área A de la sección transversal para el ancho mínimo (por considerarse ésta la más fácil de obtener), referida al Nivel de Baja Mar Media, el prisma de marea P con base a mediciones de velocidades en marea diurna; la longitud del canal L_c e igual a

la longitud comprendida entre las curvas batimétricas correspondientes al nivel de referencia, por el lado del mar y en la laguna. La profundidad media d_0 se asumió equivalente al radio hidráulico de la sección seleccionada.

Después del análisis de correlación entre el área A_C en m^2 y el prisma P en m^3 de la marea viva, así como el ancho máximo B_{max} en m. de la sección transversal y el área A_C correspondiente, se obtuvieron las regresiones siguientes:

$$A_C = 4 \times 10^{-5} P \quad 1.29$$

$$B_{max} = 0.3685 A^{1.1086} \quad 1.30$$

Deltas de reflujo

El esquema básico del inicio en la formación de un delta de reflujo, frente a una boca a marea, se muestra en la figura 1.20. En ésta, se considera que la boca (natural o artificial) es de reciente creación y que en la zona de transporte abajo, el sedimento es arrastrado con dirección a la boca y paralelo a la línea de playa y después desviado hacia mar adentro por las corrientes de reflujo. La distancia perpendicular a la playa que alcanza el sedimento depende de la magnitud y distribución del campo de velocidades de la descarga. Parte de este sedimento transportado hacia el mar puede ser reintegrado a la zona de rompientes del oleaje y continuar su recorrido a lo largo de la playa motivado por la acción combinada de las corrientes de flujo por marea y las corrientes transversales del oleaje con dirección hacia la playa.

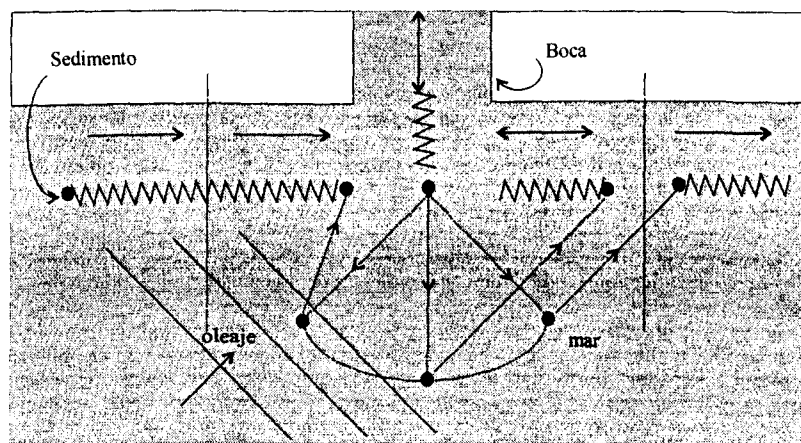


Figura 1.20 Inicio de formación de deltas de reflujo

El material que no es reincorporado al proceso de transporte litoral a lo largo de la playa, forma parte del desarrollo del delta, cuya magnitud se asocia al clima de agitación caracterizado por el espectro de energía e intensidades de corrientes de reflujo; un delta poco desarrollado corresponde a un clima de agitación severo, mientras que un delta con mayor desarrollo corresponde a un clima moderado, Mota (1973). Una vez que el delta se encuentra en una fase más adelantada en su desarrollo, afecta al patrón de propagación del oleaje, localizándose sitios de concentración y expansión del margen; los primeros sobre el delta y los segundos frente a la playa adyacente a la boca.

La figura 1.21, corresponde a un diagrama de refracción sobre el delta de la boca de Cuautla, Nay., en el litoral del pacífico Mexicano, ubicándose las zonas de mayor concentración entre las ortogonales 7 y 8.

Este esquema coincide ampliamente con el descrito por Hayes et al. (1970), quien después de estudiar 15 bocas de las costas de Nueva Inglaterra y del Golfo de Alaska, encontró una notable semejanza en el comportamiento de ésta, donde el oleaje dominante se aproxima oblicuamente a la línea de playa, produciendo una reversión local de las corrientes a lo largo de la playa; en consecuencia un arrastre de sedimentos y

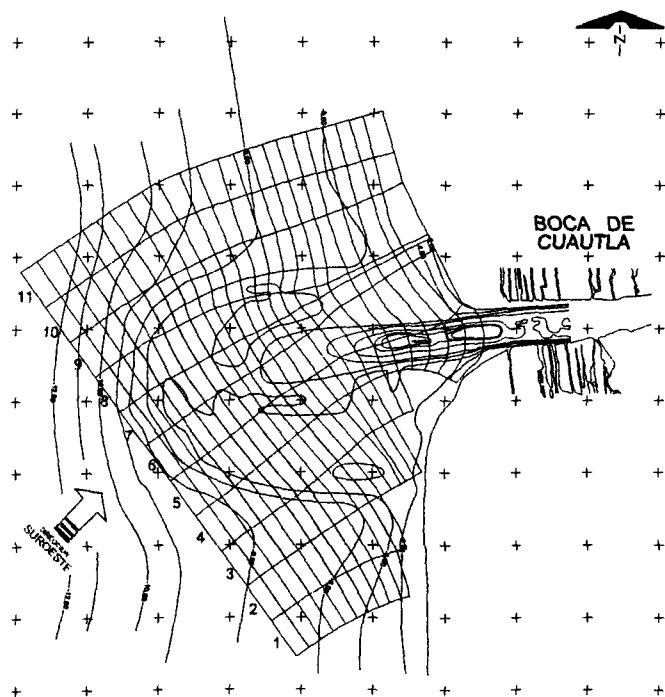


Figura 1.21 Diagrama de refracción sobre el delta de la Boca de Cuautla, Nay.

desplazamiento del labio (parte frontal de la barrera litoral) transporte abajo de la boca, como se observa en el modelo de la figura 1.22

Otra característica común de este modelo es la separación de las corrientes de flujo y reflujo por marea. La boca normalmente tiene un canal principal orientado perpendicularmente a la línea de playa y conduce el volumen principal del reflujo. Por su parte el flujo por marea, en algunos casos, desarrolla pequeños canales de flujo paralelos a las playas laterales de la boca en la zona de entrada por el lado del mar. Particularmente al referirse al movimiento de retroceso que sufre la playa transporte abajo de la boca de Cuautla, parece ser contradictorio con las observaciones de Hayes et al., sin embargo, alguna explicación se encuentra en la caracterización del fenómeno que hace Vallianos (1970) y que se resume en el modelo que se muestra en la figura 1.23, en relación a la boca de Carolina Beach N.C. La playa transporte abajo de la boca, se divide en tres segmentos, con respuesta individual a los procesos costeros de manera distinta.

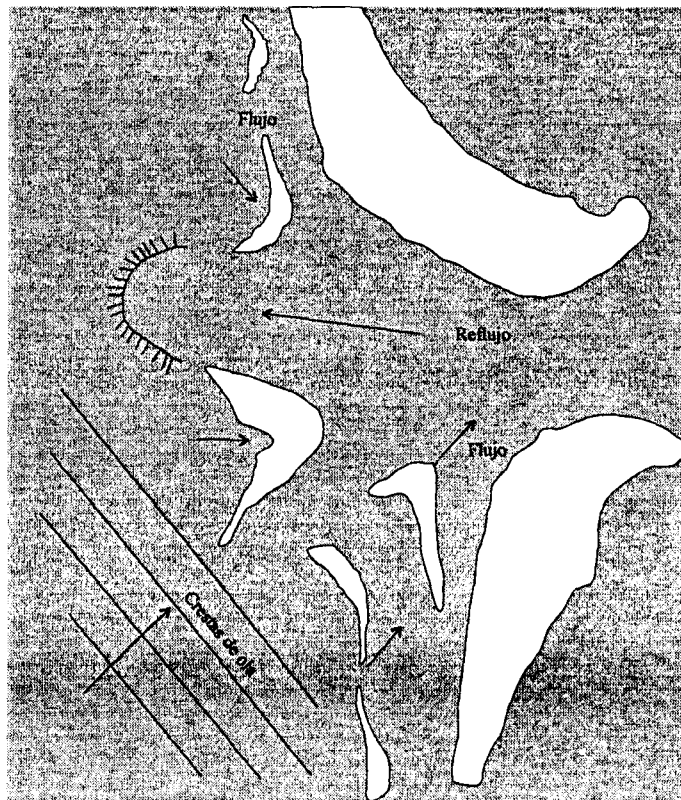


Figura 1.22 Modelo simple de bocas a marea con desplazamiento transporte arriba.
Hayes et.al (1970)

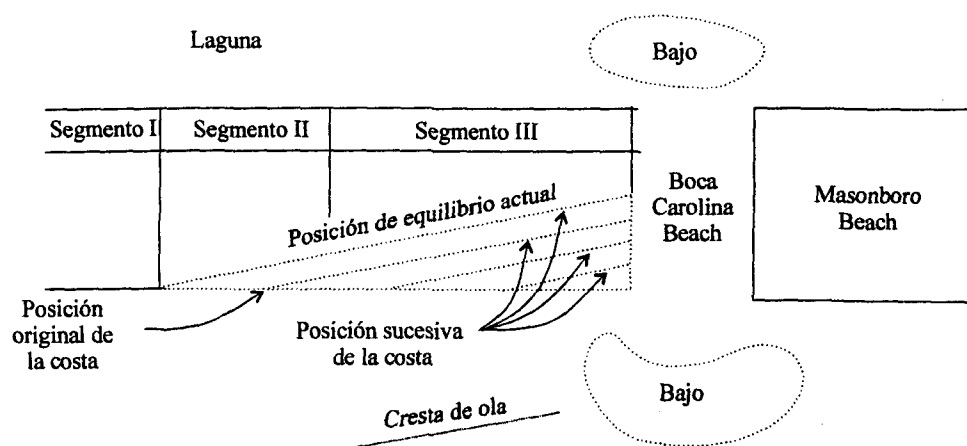


Figura 1.23 Evolución de la playa transporte debajo de una boca. (Vallianos 1970)

El segmento I, es de relativa estabilidad debida al balance del transporte litoral que entra y sale en el segmento con magnitud similar. Los segmentos II y III, tienen un cambio de alineación por el déficit de material del transporte litoral causado por la retención del sistema boca-delta. Este proceso se acentúa en el segmento III, donde el retroceso de la línea de playa es mayor. La explicación breve de este fenómeno es:

El movimiento del material a lo largo de la playa es resultado de la existencia de una corriente a lo largo de la costa, generada por la oblicuidad de las crestas de las olas que atacan la playa; en otras palabras, puede asumirse que, si las crestas de las olas rompientes son paralelas a la línea de playa, las corrientes a lo largo de la costa son pequeñas o no existen, y consecuentemente, no hay movimiento de material de la playa a lo largo de la costa. Cuando hay una substancial reducción de la cantidad de material litoral en un segmento de la línea de playa, ésta se erosiona extendiéndose hasta alcanzar un nuevo estado de equilibrio con las fuerzas de erosión.

A esta aparente contradicción señalada entre los dos modelos de evolución de la playa lateral a una boca recientemente abierta, Mota (1973) comenta:

El retroceso de una playa transporte abajo es más sensible e inmediato a la boca nueva sobre una costa arenosa. Si las condiciones particulares del clima de agitación, prisma de marea y orientación del canal de la boca son tales que concurren para una subsiguiente formación de un delta francamente saliente de la costa, entonces la playa inmediata transporte abajo comenzará a crecer y avanzar, en cierto modo al ritmo de crecimiento del propio delta, terminando por ocupar una posición avanzada en

relación a la inicial de la playa por el lado de transporte arriba. Debe entenderse que este tramo de playa se puede considerar como parte del delta y que se manifiesta visiblemente fuera del agua.

Mas sin embargo, los efectos del déficit de material continuarán manifestándose en el retroceso progresivo de la playa, conducente al equilibrio entre la alimentación que escapa a la influencia de la boca y a la capacidad de transporte del oleaje, a través de la nueva orientación de la línea litoral. En tal situación requerirá cumplirse:

- Un desplazamiento litoral nitidamente predominante en un sentido (distribución direccional centrada sobre un rumbo oblicuo a la costa);
- Un prisma de marea elevado, actuando en un canal con orientación próxima del normal a la costa.

En igualdad de condiciones, la situación será mas declarada cuanto menor sea la energía del clima de agitación, una vez que el desarrollo del banco exterior es menos afectado.

En este mismo proceso debe considerarse el estado de la marea y de descargas superficiales a la laguna y de ésta al mar a través de la boca, pues pueden tener una influencia sensible, como es el caso, de la boca de Cuautla, Nay., referida en la figura 1.21.

Al ampliar la figura 1.18b, en la zona próxima a la garganta de la boca, como se muestra en la figura 1.24, se observan las áreas de posible formación de bajos debido a la disminución de velocidades a valores de $0.6 V_0$, siendo V_0 la velocidad en el canal de la boca, French (1960)

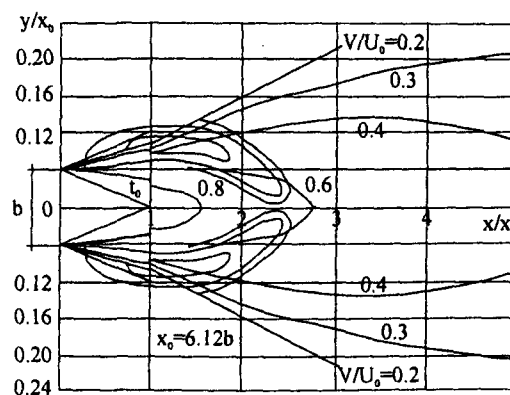


Figura 1.24 Formación de bajos de refluo por disminución de velocidades en la zona de descarga de la boca. French (1960).

En este contexto, O'Brien (1969) presenta en la figura 1.25, una configuración global de una boca similar al modelo de French, observándose que el centro del radio de

curvatura de los bajos es próximo a la sección de la garganta de la boca y la presencia de los canales marginales de flujo entre el extremo interior de los bajos y las barreras litorales.

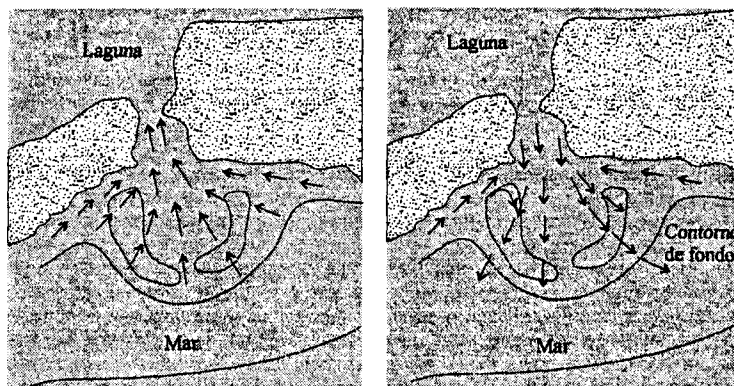


Figura 1.25. Modelo de corrientes de marea en flujo y reflujo. O'Brien (1969).

Walton-Adams (1976), después de estudiar 44 bocas en las costas de USA, del Atlántico y del Golfo de México, encontraron, mediante análisis de regresión lineal, relaciones que estiman el volumen $V(m^3)$ de equilibrio acumulado de arena en el delta en función del prisma $P(m^3)$ de marea; unas y otras en función del área $A(m^2)$ de la sección transversal de la garganta de la boca, ubicadas en costas expuestas a diferentes regímenes de energía del oleaje (medida por el parámetro $H^2 T^2$, donde H y T son la altura y periodo de la ola respectivamente), siendo estos los indicadores en la tabla 1.10.

Tabla 1.10. Estimación del volumen de arena en deltas de reflujo
Walton-Adams (1976).

Régimen del oleaje	Ecuación	
Costas altamente expuestas	$V = 5.41 \times 10^{-3} P^{1.23}$	1.31
	$V = 529.45 A^{1.28}$	1.32
Costas moderadamente expuestas	$V = 6.53 \times 10^{-3} P^{1.23}$	1.33
	$V = 651 A^{1.28}$	1.34
Costas ligeramente expuestas	$V = 8.58 \times 10^{-3} P^{1.23}$	1.35
	$V = 730.97 A^{1.28}$	1.36
Todas las bocas	$V = 6.65 \times 10^{-3} P^{1.23}$	1.37

Por otra parte, Davis-Gibeaut (1990), estudiaron 21 deltas de reflujo de bocas sobre las costas de Florida, USA., y encontraron la relación empírica

$$A_D = 2.34 A_S^{0.81} \quad 1.38$$

donde $A_D(m)$, es el área de depósito del delta y $A_S = P/2a_0$, el área de la laguna; $P(m^3)$ es el prisma de marea y $a_0(m)$ es la amplitud de la marea viva en el mar.

Estudios recientes de Dombrowski et al, (1996), determinan los volúmenes de evolución de cinco deltas a lo largo de la costa Este de Florida mediante la ecuación

$$V = 0.15 \propto^{-0.58} \quad 1.3$$

donde $V(m^3)$ es el volumen del delta y \propto es la relación de energía del oleaje a la energía de la marea, que es un indicador de la estabilidad de bocas, Metha-How (1974), expresado como

$$\propto = \frac{H_o^2 T B T_m}{64 \pi a_0 P} \quad 1.40$$

donde $P(m^3)$ es el prisma de marea, $B(m)$ el ancho de la garganta de la boca, $H_o(m)$ la altura de la ola en aguas profundas, T (seg) el periodo de ola, T_m (seg) el periodo de la marea y $a_0(m)$ la amplitud de la marea viva.

Profundidad de los deltas

Brunn y Gerritsen en 1960, establecieron el criterio para relacionar las profundidades de los deltas o barras frente a las bocas litorales respecto al indicador P/V , donde P es el prisma de marea y V la magnitud del transporte de sedimentos, Brunn (1978). Para valores de $P/V \leq 60$, significa que el delta o barra tiene una profundidad comprendida entre 1 m a 3 m. Cuando $100 \leq P/V < 150$, las profundidades son de 3 m a 6 m. Para $P/V \geq 150$ las profundidades son del orden de 5 a 9 m.

Un criterio analítico para determinar la variación temporal de la altura del delta de reflujo $d(m)$, es el establecido por Dombrowski y Mehta (1996), que sustentado en el balance entre el esfuerzo cortante τ_b producido por la superposición de las corrientes de marea y oleaje, y el esfuerzo cortante crítico τ_{cr} se expresa como



$$\frac{d(d)}{dt} = \frac{WsCs}{\rho_d} \left[1 - \frac{\rho_a f_{co}}{2\tau_{cr}} \left[\frac{(H\sigma)^2 \cosh^2 kh}{4\sinh^2 kh} + 0.16 \left[\frac{U_o h_o}{h} \right]^2 + \frac{H\sigma \cosh kh}{2.5\sinh kh} \frac{U_o h_o}{h} \right] \right] \quad 1.41$$

con

$$W_s = [4gD_{50} / 3C_D (\rho_s - \rho / \rho)]^{1/2} \quad 1.42$$

que es la velocidad de caída del sedimento (m/s)

C_s = concentración media del sedimento en suspensión, (kg_m/m^3) en la vertical.

ρ_d = densidad media del sedimento del delta e igual a ($A_D m / V$)

g = aceleración debida a la gravedad (m/s^2).

D_{50} = diámetro medio del sedimento (mm).

C_D = coeficiente de arrastre.

ρ_s = densidad del sedimento (kg_m/m^3) para el diámetro D_{50}

ρ = densidad del agua del mar (kg_m/m^3).

A_D = área de depósito en el delta (m^2), que se calcula con la ecuación 1.38

M = masa del sedimento por unidad de área del delta (kg_m).

V = volumen del delta (m^3), que se determina con la ecuación 1.39.

f_{co} = factor de fricción debido a la combinación de corrientes y oleaje dado por

$$(|U_{of}| f_c + |U_{of}| f_o) / (|U_{of}| + |U_{of}|).$$

U_{of} = velocidad orbital cerca del fondo (m/s) debida a las olas e igual a

$$[H\pi \cosh(kh) / T \sinh(kh)].$$

U_{cf} = velocidad de la corriente cerca del fondo (m/s) derivada de $[0.40U_o(h_o/h)]$.

f_c = factor de fricción debido a la corriente e igual a $(8gn^2/h^{1/3})$.

f_o = factor de fricción debido a las olas e igual a 0.005 para un flujo totalmente turbulento.

τ_{cr} = esfuerzo cortante crítico (Pa), calculado por $[0. (\rho_s - \rho_a)gd_{50}]$

H = altura de la ola (m) en aguas bajas, dado por $[H_o(C_o/2C)^{1/2}(b_o/b_c)^{1/2}]$

H_o = altura de la ola (m) en aguas profundas.

C_o = celeridad de la ola en aguas profundas (m/s) e igual a $gT/2\pi$.

C = celeridad de la ola en aguas bajas (m/s) e igual a $(gh)^{1/2}$.

b_o = distancia entre dos ortogonales en aguas profundas (m).

b_c = distancia entre dos ortogonales cerca de la costa (m).

T = periodo de la ola (seg)

h_o = profundidad inicial del fondo del mar (m) en la zona de desarrollo del delta.

h = profundidad del delta (m).

U_o = velocidad característica (m/s) a la salida de la boca, determinada por
 $(2U_l B / \pi r_e)$

N = coeficiente de rugosidad de Manning e igual 0.028

K = número de ola e igual a $(2\pi / L)$

σ = número de frecuencia de la ola igual a $(2\pi / T)$

L = longitud de la ola (m)

r_e = igual a $(2A_s / \pi)^{1/2}$

A_s = es la misma de la ecuación 1.38

U_l = velocidad media en el canal de la boca (m/s) dada por $(2U_{max} / \pi)$

U_{max} = velocidad máxima en la garganta de la boca, para marea viva, expresada
 como $(0.86\pi P / T_t A_c)$

B = es el ancho de la boca (m).

P = prisma de marea (m³) para marea viva.

T_t = periodo de la marea (seg).

A_c = área de la sección transversal de la garganta de la boca (m²)

La figura 1.26, muestra el crecimiento idealizado del delta de reflujo y alguna de las variables señaladas.

La ecuación 1.41 fue resuelta en diferencias finitas, haciendo $d(d)/dt = \Delta d / \Delta t$, donde $\Delta t = T_t$, y usando el método de iteración de cuarto orden de Runge-Kutta para el incremento de Δd . Cuando se multiplica Δd por el área de depósito se obtiene el incremento del volumen ΔV .

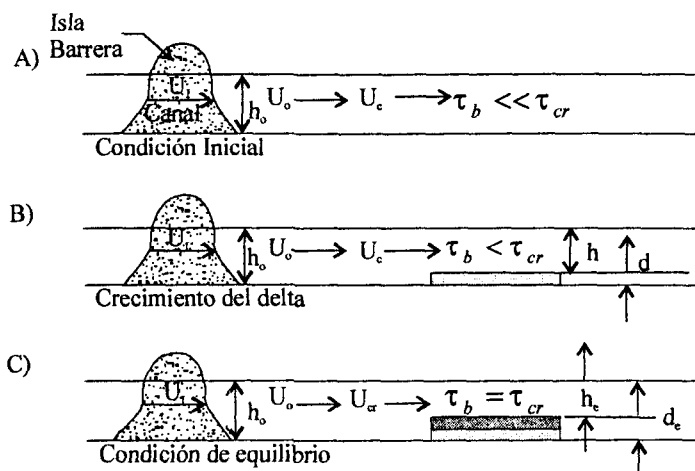


Figura 1.26 Modelo idealizado del crecimiento del delta. Dombrowski-Mehta (1996)

Migración

En la sección 1.4.3, se mencionan los factores generales que influyen en la movilidad o migración de las bocas y que Galvin (1971) considera en su clasificación morfológica de bocas. Esta migración o movilidad horizontal o lateral de las bocas, casi siempre se da en la dirección dominante del acarreo litoral; sin embargo, pocas veces ocurre en sentido contrario, como lo explica Hayes et al (1970), por la presencia de corrientes y arrastre de sedimento en esa dirección opuesta, generadas por la refracción del oleaje sobre el delta de reflujo.

Asimetría de corrientes

La interacción del delta de reflujo con el flujo de descarga del canal de la boca, asociada a la variabilidad temporal y espacial del régimen de oleaje (manifestado en la posición de la zona de rompiente), del rango de marea (manifestado en el cambio del nivel del mar), de vientos locales manifestados en la modificación de corrientes, de aportes de escurrimientos superficiales (manifestados en el cambio de niveles en la laguna), transporte de sedimentos a lo largo de la playa y transversalmente a ésta (manifestando en los volúmenes de sedimento acarreados de uno a otro lado de la boca), conducen a una asimetría de flujo y reflujo de marea, que será mayor en tanto la variabilidad de los factores mencionados sea mayor, Hubbard y Barwis (1976). La figura 1.27 corresponde a

un modelo de corrientes sobre deltas de reflujo con asimetría de velocidades variables en el tiempo para mesomareas. El canal principal de reflujo es fuertemente influenciado por velocidades de corrientes de reflujo, mientras que los canales marginales por las corrientes de flujo. En la figura 1.27 b se observa que la asimetría temporal es importante sobre el canal, después de la baja mar las corrientes de reflujo en el canal principal son dominantes, mientras que las corrientes de flujo lo son en los canales marginales, figura 1.27 b.

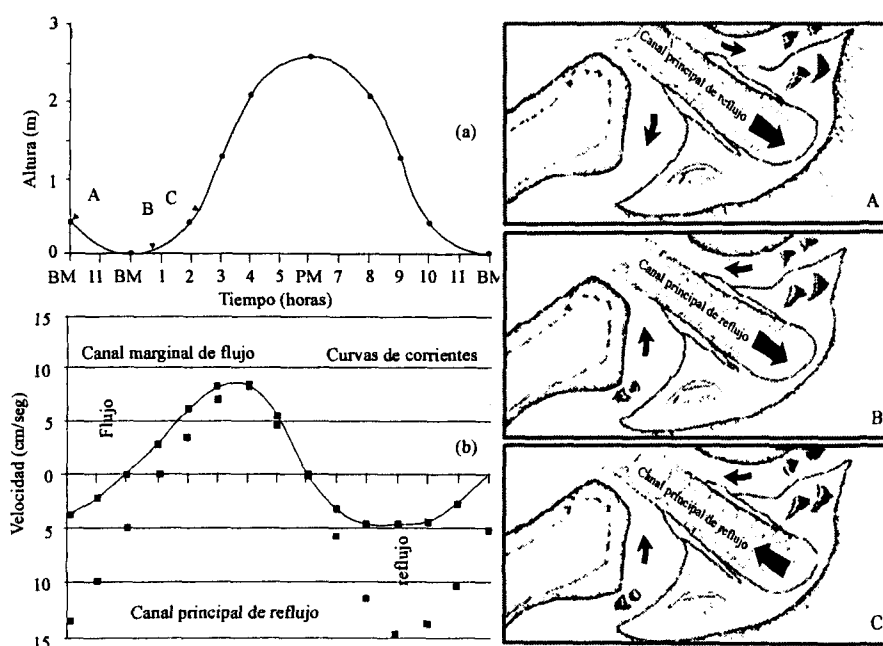


Figura 1.27 a).- Curvas de velocidad-tiempo para flujo y reflujo en mesomareas y b).- distribución de velocidades sobre el delta de reflujo. Hubbard - Barwis (1976)

A partir del punto C de la curva de marea, el flujo total es en dirección de la laguna, para alcanzar los máximos valores de velocidad mucho antes de la pleamar como se observa en las figuras 1.27a y b.

Otra curva típica de variación temporal de velocidades de corrientes de flujo y reflujo de marea con influencia del delta de reflujo es la presentada por Hayes (1980), en la figura 1.28.

En esta figura se observa, fundamentalmente, que la duración de las corrientes de flujo y reflujo del ciclo de marea pueden ser desiguales; por ejemplo, la máxima velocidad de flujo en el canal marginal puede ocurrir después de la mitad del periodo de flujo, mientras que la velocidad máxima de reflujo en el canal principal, ocurre cerca del

momento en que se presenta la baja mar, sin duda, estas asimetrías son ampliamente relacionadas con la geometría y batimetría de la laguna y canales.

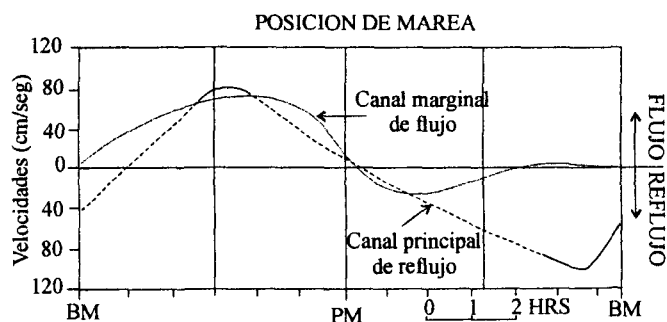


Figura 1.28. Variación típica de velocidades de corrientes de flujo y reflujo para un delta de reflujo. Hayes (1980).

Modelos de transporte de sedimentos sobre deltas de reflujo.

De lo anterior se concluye, que la separación de las corrientes de flujo y reflujo en el canal de la boca son influenciadas por la asimetría respectiva, reflejándose en la magnitud del prisma de marea que sumada a la energía del oleaje, producen variaciones en la morfología de los deltas de flujo y reflujo de marea, donde los patrones de transporte de sedimentos son complejos y difícil es de medir en campo. Sin embargo, existen muchos estudios al respecto, tales como los realizados por Hin (1975) en la boca del Puerto de Chatham, Massachusetts, figura 1.29; los de Sexton - Hayes (1988) en la boca Edisto de Carolina del Sur, figura 1.30; los de Liu et.al (1993), también en la boca del Puerto de Chatham, Mass, figura 1.31, y los realizados en México por López y Cervantes (1970), en la boca de la bahía de Topolobampo con trazadores radiactivos, figura 1.32 y de Vergara y Cornejo (2000) en la Boca de Cuautla con trazadores fluorescentes, figura 1.33.

De estos modelos de transporte de sedimento se observa un mecanismo común entre ellos:

a.- Existe una dirección resultante del transporte de sedimentos a lo largo de la playa, del cual, parte es transportado al interior de la boca a través de los canales marginales sobre la plataforma del delta además de asociarse al transporte sobre los canales marginales adjuntos a los extremos de las barreras litorales.

b.- Otra parte del material transportado a lo largo de la playa intenta cruzar el delta de reflujo donde queda atrapada una parte y el resto continua en dirección transporte abajo de la boca, hacia los bajos o en ambos.

c.- En el tramo adjunto a la boca del lado transporte abajo, existe transporte de sedimentos hacia la boca por efecto combinado del flujo de marea y el oleaje.

d.- Parte del sedimento que entró a la boca, es arrastrado en dirección al mar a través del canal principal por las corrientes de reflujo, para ser distribuido sobre el delta por la acción del oleaje.

Rebase del sedimento.

El proceso natural de rebase consiste en el paso de la arena del lado transporte arriba de la boca, al lado de transporte debajo de la misma siguiendo cualesquiera de los siguientes mecanismos, Brunn (1978)

a.- Por transporte inducido por el oleaje y corrientes sobre el borde exterior del delta de reflujo, denominado rebase por barra, figura 1.34

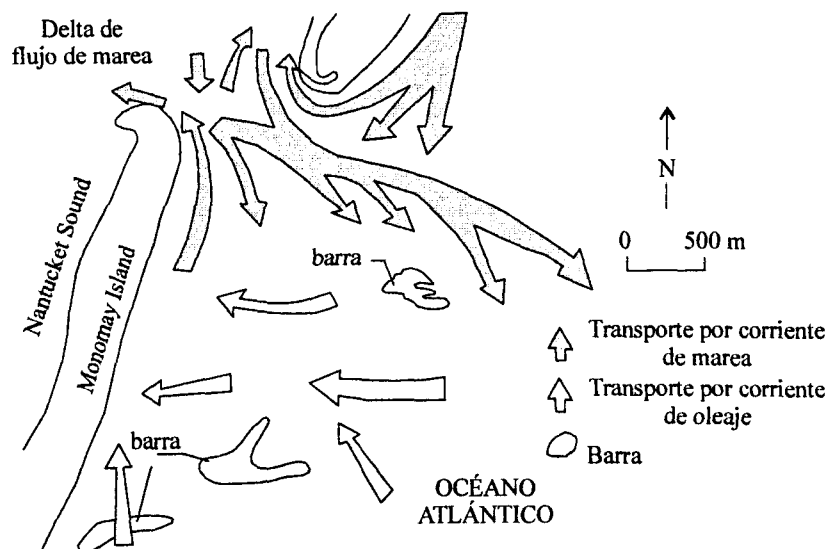


Figura 1.29 Modelo de transporte de sedimento sobre el delta de reflujo de la boca del Puerto de Chatman, Mass. Hine (1975)

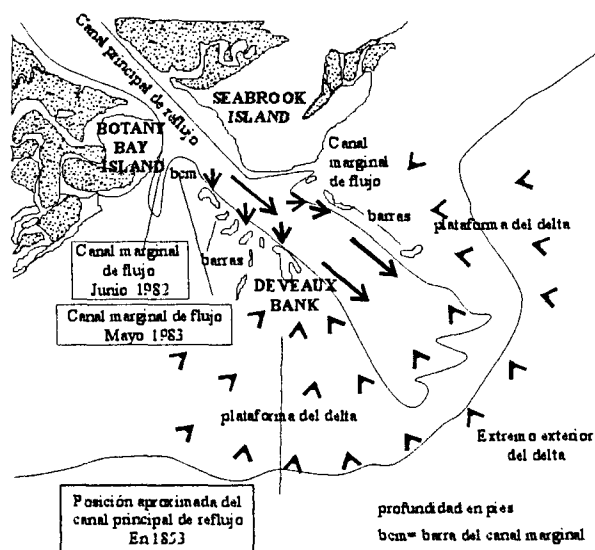


Figura 1.30 Modelo de transporte de sedimento sobre el delta de la boca de Edisto en Carolina del Sur. Sexton y Hayes (1988)

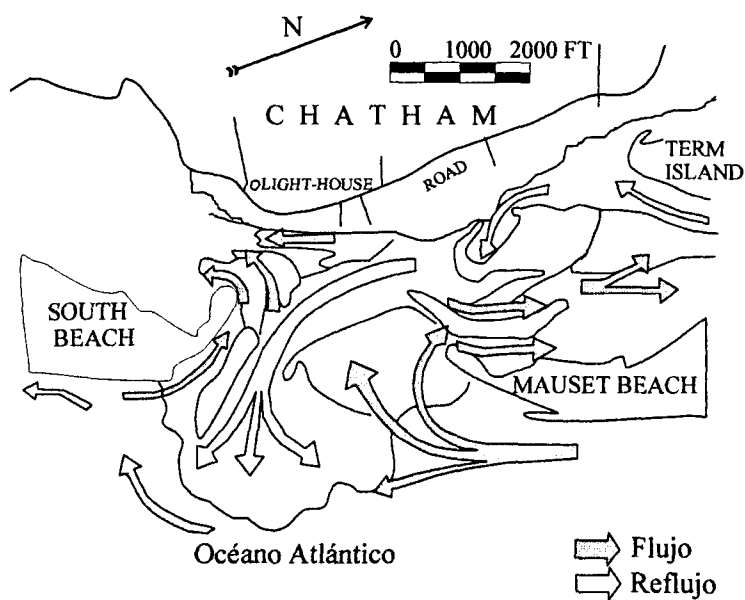


Figura 1.31 Modelo de transporte de sedimento sobre el Delta de la boca del Puerto de Chatham, Mass

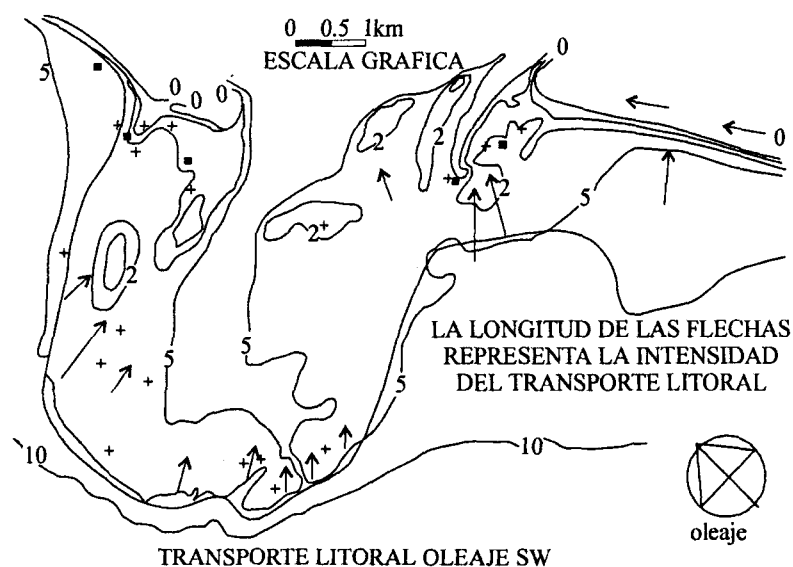


Figura 1.32 Modelo de Transporte de sedimento sobre el delta de la boca de la Bahía de Topolobampo, Sin. López y Cervantes (1970)

b.-A través del transporte por corrientes de marea, que durante el flujo arrastran el material y lo depositan en el canal, después las corrientes de reflujo lo devuelven al mar. Este mecanismo es llamado rebase por corriente, figura 1.35. Es frecuente encontrar bocas donde el rebase del sedimento se presenta como una combinación de ambos mecanismos; una barra frente a la boca funciona como un puente sobre el cual el material pasa de uno a otro lado, figura 1.36.

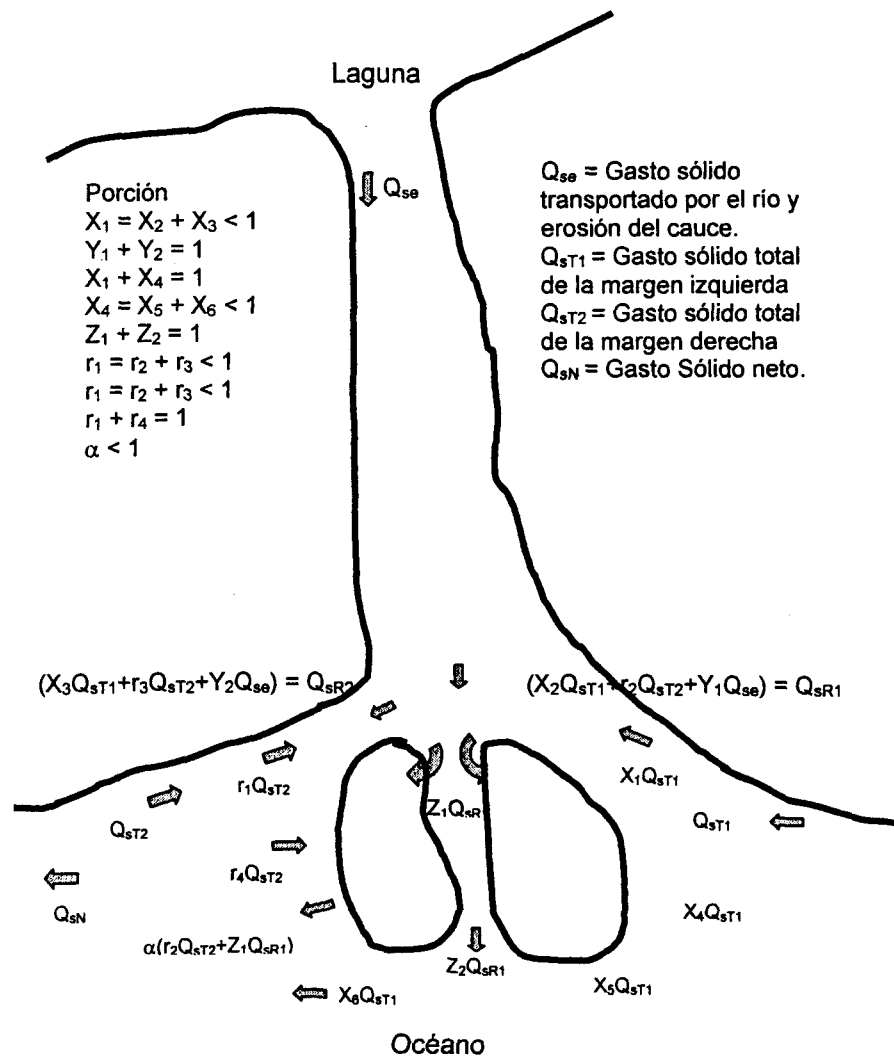


Figura 1.33 Modelo de transporte de sedimento sobre el delta de la boca de Cuautla, Nay.

Vergara y Cornejo (2000)



Figura 1.34 Rebase del sedimento por barra. Barra de Tonala, Chis.



Figura 1.35 Rebase del sedimento por corrientes de marea. Boca Talegas, Nay,.

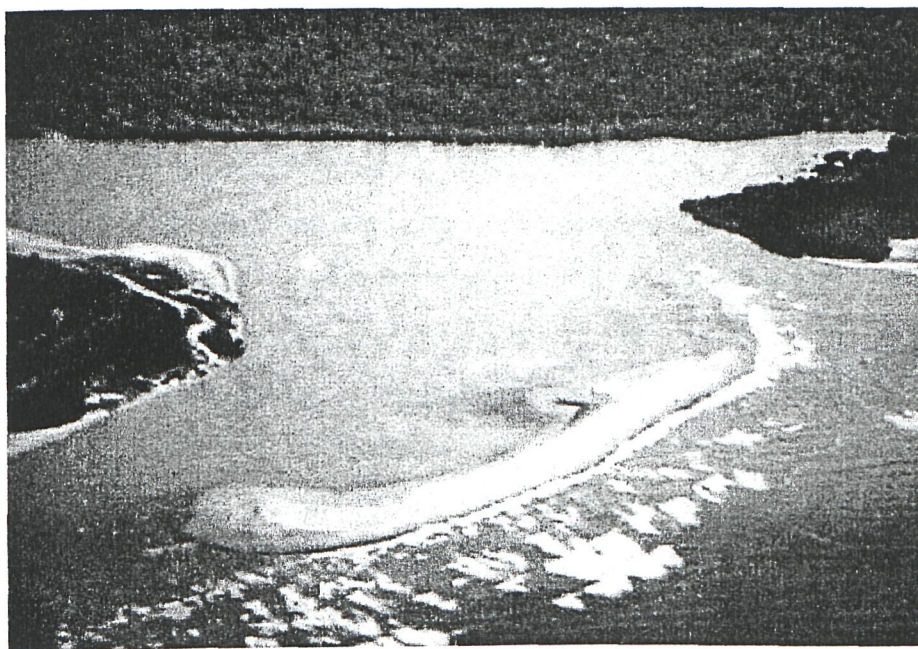


Figura 1.36 Rebase del sedimento por corriente de marea y barra. Boca de Zacapulco
Chiapas

La distinción del tipo de rebase del material en una boca, se puede realizar mediante el criterio planteado por Brunn y Gerritsen (1959) a través de la relación $V_{net}/Q_{max} = r$, donde V_{net} es el volumen del transporte neto anual (volumen transporte arriba menos volumen transporte abajo) y Q_{max} , es el caudal o gasto máximo de descarga por la boca generado por una marea viva. El valor de este parámetro adimensional r , aquí llamado coeficiente de rebase, indica que:

Si, $r < 10 - 20$ el rebase del material es predominantemente por flujo de marea (pequeña o nula formación de barras)

$r > 200 - 300$ El rebase del material es preponderantemente por barra (con formación de barras)

La forma intermedia del rebase de material por flujo de marea y barra se ubica para valores de r entre 20 y 200. Puede observarse de lo anterior, que la interrelación compleja entre la forma y tamaño del delta de reflujo, la refracción del oleaje, su dirección y frecuencia de procedencia, la magnitud del prisma de marea y el suministro de sedimento, son los factores principales que influyen la boca y en el grado de estabilidad (posición) de la garganta y del canal principal de reflujo de ésta, es decir en la migración.

Con base a los mecanismos de rebase de sedimentos y la magnitud de los factores señalados, Fitz Gerald et al (1978), explican la migración de las bocas a marea, ubicadas en costas con micromareas y mesomareas, mediante tres modelos, que se indican en la figura 1.37. El modelo (a) muestra, que a causa del transporte litoral dominante, la lengüeta o flecha de arena crece en una sucesión de playas recurvadas en su extremo de transporte abajo, que obliga a la boca a migrar en la misma dirección asociada generalmente a profundidades bajas, prisma de marea pequeña y cada vez más eficiente. Esta migración y la rotura abrupta de la flecha por oleaje huracanado es muy común, transformándose en una boca hidráulicamente más estable. Un ejemplo de esta boca es la boca del Río Verde en el Estado de Oaxaca, figura 1.38. El modelo (b), describe la tendencia de migración del canal principal sobre el delta de reflujo, aún cuando en algunas bocas la posición de la garganta es estable. En estos casos, el sedimento se acumula en el lado transporte arriba del delta, lo que obliga a modificar la posición del eje del canal principal, que en ocasiones

llega a ser paralelo a la línea de playa en el lado de transporte debajo de la boca provocándole serios problemas de erosión. El rebase del sedimento es sobre las barras que migran hacia tierra en dirección de transporte abajo por la acción del oleaje, estas barras llenan los cauces de los canales abandonados y eventualmente se unen a la playa transporte abajo.

Por lo que se refiere al modelo (c), aquí se manifiesta que la posición de la garganta y el canal principal de reflujo son estables, sin embargo, el canal principal de reflujo migra. La dirección dominante del transporte de sedimento a lo largo de la playa causa una acumulación en el lado transporte arriba del delta de reflujo, lo cual produce una deflexión del canal principal de reflujo. Similar al primer modelo, la migración del canal de reflujo hace que la eficiencia hidráulica se reduzca y un nuevo canal se abre a través de un canal de vertido sobre el delta. Fitz Gerald establece que en el desarrollo particular de una boca puede dominar cualquiera de los tres modelos; también afirma que los mecanismos establecidos por Bruun y Gerritsen corresponden a un proceso activo pero secundario en los sistemas de bocas de más mezcla de energía.

De estos dos tipos de modelos, Gravens (1996), es partidario de aplicar los modelos de Bruun y Gerritsen en lugar de los de Fitz Gerald. Para estudios a largo plazo, de decenas de años, los modelos de Fitz Gerald pueden idealizarse como un transporte de sedimentos a lo largo del borde exterior del delta de transporte arriba al lado de transporte abajo.

Influencia de las escolleras

Generalmente las escolleras se construyen para estabilizar una boca, es decir evitar su migración horizontal, proteger el canal de navegación contra el oleaje o reducir el dragado necesario para mantener las profundidades deseadas a lo largo del canal o en el acceso; sin embargo, estas escolleras pueden afectar fuertemente el rebase del sedimento, que en algunos casos permite la formación de bajos, figura 1.39, que obligan a disminuir el prisma de marea y provocar el cierre de la boca.

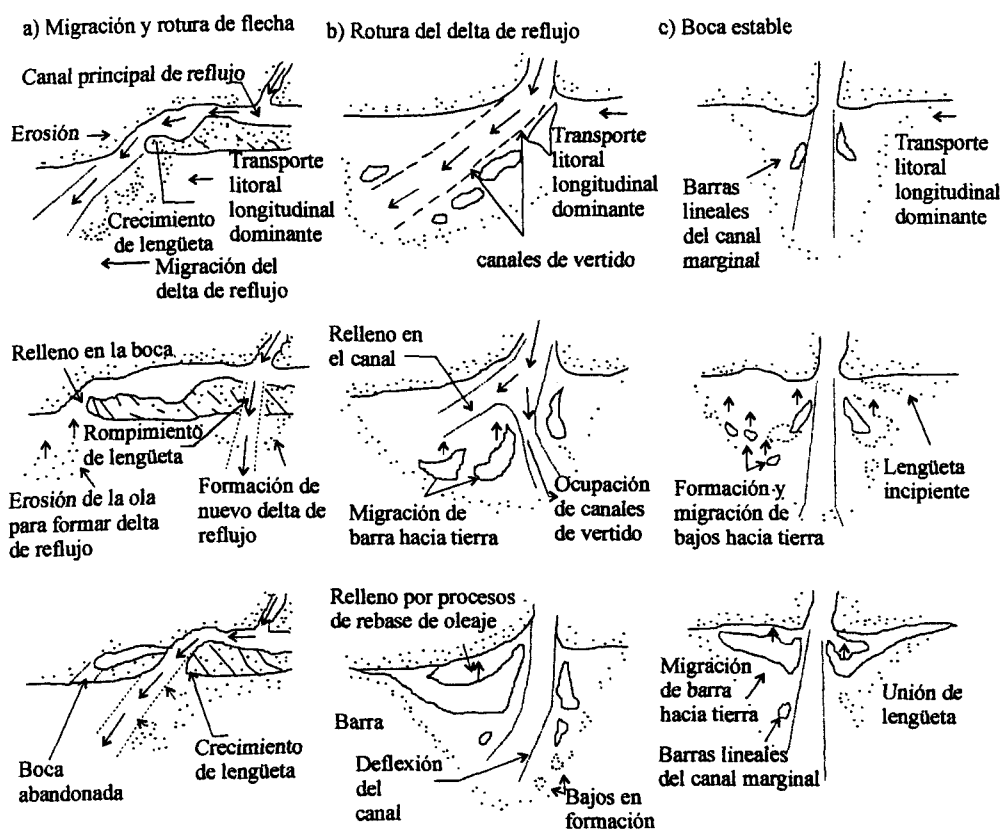


Figura 1.37 Modelos de migración de bocas con rebase de sedimentos en costas con micromareas y mesomareas. Fitz Gerald, et al (1978)



Figura 1.38 Migración y rotura de flecha. Boca Río Verde, Oax.

En México, ha sido práctica común construir este tipo de obras cuando se abre una boca artificialmente. Desde 1975 a la fecha se han abierto 29 bocas, distribuidas 13 en el litoral del pacífico y 16 del Golfo de México; 22 de ellas por lo menos con una escollera. En la tabla 1.11, se indican las bocas construidas o rehabilitadas, las obras de protección construidas y su situación actual, DGIP (2000). Para el caso de la construcción de una sola escollera, ésta normalmente se asocia a una zona rocosa (cabo o punta, en la margen contraria). La eficiencia de estas obras depende de la longitud, del transporte litoral y de la influencia energética predominante de la marea u oleaje, generalmente crean problemas de erosión en la línea de playa transporte abajo y depósito en el lado de transporte arriba.

La respuesta del canal, respecto al sedimento que llega a penetrar es diferente en cada boca, pues, la longitud, el área de la sección transversal y la magnitud de las corrientes contribuyen en diferente grado en la capacidad de que el canal mantenga la profundidad deseada. En algunos casos y principalmente en las costas con micromareas además de bocas y escolleras de tamaño pequeño, generan prismas de marea pequeños y por tanto la vida útil de estas obras es también pequeña, permitiendo a corto plazo, la

formación de bajos, como el indicado en la figura 1.39, hasta producir prácticamente el cierre, lo que implica ejecutar dragados periódicos en el canal.

Tabla 1.11 Características generales de bocas y obras de protección construidas en el litoral mexicano. DGPI (2000)

Boca	Ubicación	Año de construcción	Escolleras			Trazo de escolleras	Situación actual
			No	Una	Dos		
LITORAL DEL PACIFICO							
SINALOA							
Río Baluarte (Chametla)	Rosario, Sin	1992			X	Convergente	Degradadas
NAYARIT							
Cuautla	Santiago Ixcuintla, Nay	1974-1976			X		Hundidas
Talegas	Santiago Ixcuintla, Nay	1994			X	Convergente	Azolvas
COLIMA							
Ventanas	Manzanillo, Col.	1978		X		Inclinada	En buenas condiciones
Cuyutlan	Manzanillo, Col.	1999			X	Paralela	En buenas condiciones
OAXACA							
Corralero	Pinotepa Nacional	1994-1995			X	Convergente	En buenas condiciones
Chacahua	San Pedro Tututepec	1994-1999			X	Convergente	En buenas condiciones
Pastoria	San Pedro Tututepec	1972		X		Inclinada	Degradadas
San Francisco	San Francisco del Mar	1988			X	Convergente	Degradadas
CHIAPAS							
Tonalá	Tonalá, Chis			X			Boca Natural, Azolvada
San Marcos (Boca del Cielo)	Tonalá, Chis			X			Boca Natural, Azolvada
Santiago	Pijijiapan, Chis			X			Boca Natural, Azolvada
Mapache	Pijijiapan, Chis			X			Boca Natural, Azolvada
La Tapada (Estero Castaño)	Mapastepec, Chis			X			Boca Natural, Azolvada
San Nicolás	Mapastepec, Chis			X			Boca Natural, Azolvada
San Juan (Zacapulco)	Mapastepec, Chis			X			Boca Natural, Azolvada
LITORAL DEL GOLFO							
TAMAULIPAS							
Mezquital	Matamoros, Tamps	1980			X	Paralela	Degradadas
Boca Ciega	Soto La Marina, Tamps.	1975			X	Convergente	Degradadas
San Antonio	San Fernando, Tamps	1975			X	Convergente	Degradadas
Catán	San Fernando, Tamps	1975			X	Paralela	Degradadas
Santa Isabel	Soto La Marina, Tamps.	1975			X	Convergente	Degradadas
La Pesca	Soto La Marina, Tamps.					Paralela	Degradadas
Chavarría	Aldama, Tamps.					Convergente	En buenas condiciones
Barra del Tordo	Aldama, Tamps.						
VERACRUZ							
Tamapachiche	Tampico El Alto, Ver				X	Convergente	Degradadas
El Nanche	Alvarado, Ver				X	Paralela	Degradadas
Corazones	Tamiahua, Ver				X	Paralela	Degradadas
TABASCO							
Panteones	Cárdenas, Tab.	1977			X	Convergente	Degradadas
Sanchez Magallanes	Cárdenas, Tab.	1980			X	Convergente	Degradadas
CAMPECHE							
abancuy	Carmen, Camp				X	Paralela	Degradadas



Figura 1.39 Formación de un bajo entre escolleras en la boca de Corralero, Oax.

Rebase de oleaje sobre barreras litorales

En la dinámica de las bocas, el proceso de rebase del oleaje sobre una barrera litoral, plana y de pequeña elevación (*overwash*), juega un papel importante. Este proceso ocurre cuando el clima marítimo es asociado a la presencia de vientos de tormenta, en consecuencia fenómeno de corta duración, cuya distribución espacial y temporal así como el de su efecto, depende de la frecuencia de ocurrencia de la tormenta, de su trayectoria, velocidad de desplazamiento y magnitud de los vientos.

El proceso, conduce normalmente al rompimiento de la barrera litoral en grados diferentes, seguido de depósitos en la parte de atrás de la barrera (*washover*), figura 1.40. La altura y pendiente de la barrera litoral, la sobre elevación del nivel del mar por viento y el material que la constituye, son factores que influyen en la respuesta de ésta: así las playas disipativas (de arena fina y menor pendiente) son más propicias para que se presente el rebase del oleaje que en el caso de playas reflectivas (de arena gruesa y mayor pendiente), en consecuencia, la formación de bajos por el lado de la laguna es mayor. Cuando los volúmenes de rebase de agua son mayores, generan continuas formas de los bajos; rectangulares (eje longitudinal paralelo a la costa) y abanicos extendidos semicirculares o alargados (eje normal u oblicuo), Schwartz (1975) y Leatherman (1976), figura 1.41.

El mecanismo de rotura de la barrera, se inicia cuando la acción del oleaje en lo alto de la playa (estrán) se incrementa debido al desplazamiento del agua sobre ésta seguido de la rotura del rompimiento de las olas (swash) de origen huracanado. Esta acción produce erosión de la playa y un transporte del sedimento perpendicular a ésta en dirección hacia el mar, modificando así el perfil de la misma playa. A continuación y bajo la acción combinada de la sobre elevación por tormenta (storm surge) y el oleaje, inundan la parte superior de la *playa o berma de tormenta* (zonas bajas de la barrera y prácticamente horizontales) y línea de dunas de pequeña altura que provocan el rompimiento de las olas y en consecuencia erosión y arrastre del sedimento hacia la laguna, proceso denominado *rebase de oleaje* (overwash) para ser depositados atrás de la barrera litoral (washover fans), que dan origen a una cadena de pequeñas islas paralela a la barrera, figura 1.40. Schwartz (1975), hace referencia a Hayes M. O. (1967), quien subdivide en dos etapas el efecto de esta inundación durante el ascenso y descenso del nivel del mar por la tormenta, llamadas flujo y reflujo de mareas de tormenta respectivamente. El primero resulta en el progresivo aumento de la elevación del nivel del mar hacia tierra, mientras que el segundo se presenta en dirección hacia el mar transversalmente a la barrera litoral. Si la sobre elevación por tormenta no es suficiente para inundar la berma de tormenta y dunas pequeñas, el arrastre de sedimentos en esta zona y la acumulación de estos atrás de la barrera puede darse debido al *desplazamiento del agua en lo alto de la playa* (run up) y el rebase de ésta después del rompimiento de las olas durante la pleamar.

Es claro que la magnitud del volumen erosionado depende de la elevación del nivel del mar y del volumen de agua que fluye sobre la berma de tormenta debido al rebase de oleaje, y a su vez dependen fuertemente del grado y dirección de la tormenta y de la configuración de la barrera litoral, Richmond-Hampton (1992). Este proceso se esquematiza en la figura 1.42, observándose que pueden ocurrir roturas de la barrera, donde algunas son de carácter efímero y otras llegan a ser permanentes o de larga duración.

En el trabajo de CIFSA (1967), se consignan tres tipos de rotura denominados:

Canales mayores de huracán

Canales menores de huracán

Gran rotura longitudinal

Cuando la rotura es tal que se abre un canal, cuyo fondo está por debajo del nivel medio del mar, estableciéndose una conexión entre la laguna y el mar que se mantiene abierta varias semanas después de la tormenta, se tendrá un *canal mayor*.



Figura 1.40 Depósitos por rebase de oleaje en el cordón litoral de la Laguna Madre, Tamps.

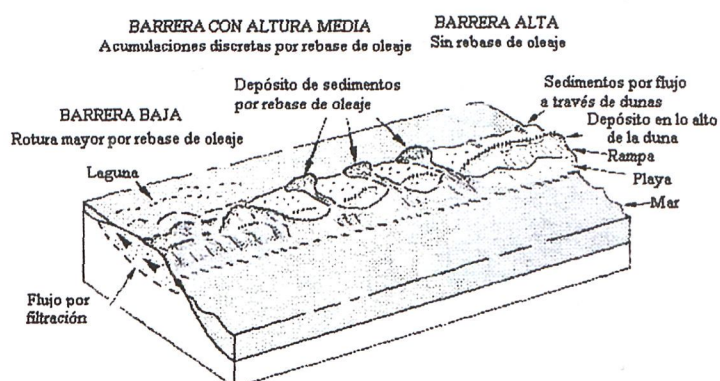


Figura 1.41 Tipos de depósitos por efecto del rebase del oleaje en función de la altura de la barrera litoral. Carter (1991)

Este canal generalmente deja un corte semipermanente en la línea de dunas susceptible de ser abierto cada nueva tormenta.

El *canal menor*, es solo una rotura de la línea de dunas durante la fase de máxima elevación de las aguas pero que no llega a alcanzar un nivel inferior al medio del nivel del mar y por tanto desaparece poco tiempo después de la tormenta.

En el tercer tipo, la línea de dunas es cortada en una gran longitud, siendo esta cortadura lugar de depósito creado por la barrera de rompientes del oleaje huracanado, formándose, delante de ella, una depresión similar a la existente en la zona de rompientes en una playa normal. Además de este corte por el oleaje, se produce una erosión por efecto de las aguas que regresan al mar."

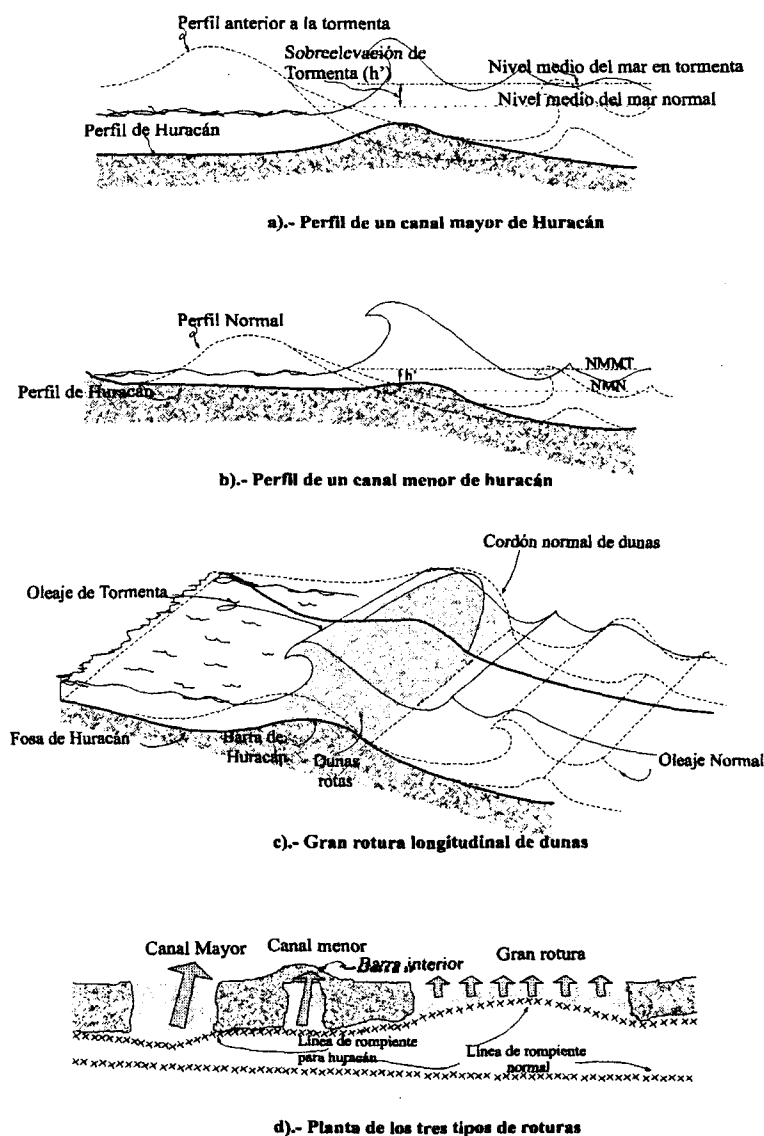


Figura 1.42. Proceso de rotura de una barrera litoral por rebase de oleaje de tormenta.

CIFSA (1967).

Un esquema similar es el que presenta Carter (1988), figura 1.45; donde se puede distinguir la variación de los depósitos de material atrás de la barrera en función del incremento del volumen de agua por rebase del oleaje; así cuando el volumen es pequeño, las acumulaciones son de tipo de abanico plano (washover flats) o en la forma de camellones con canales que integran un penacho desplegado.

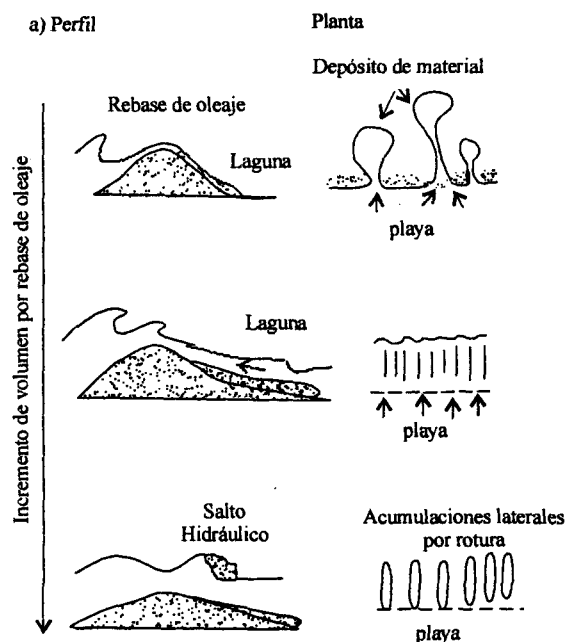
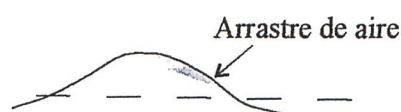


Figura 1.43. Formación de depósitos de sedimentos en función de volúmenes de agua por rebase de oleaje. Carter (1988).

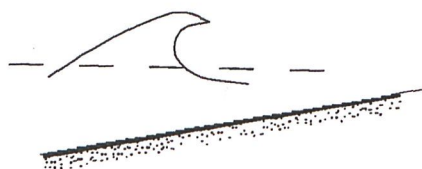
En México, los sitios donde se presenta este proceso de rebase de oleaje y transporte de sedimentos hacia la laguna, se ubican principalmente en la región norte del Golfo de México sobre las costas del Estado de Tamaulipas, a lo largo de barreras litorales de las lagunas de San Andrés, Morales y Laguna Madre, figura 1.40, en las que existen zonas casi planas, de baja altura y angostas (bermas de tormenta o dunas pequeñas). El ancho de éstas queda comprendido entre 80 a 300 m. Los perfiles de la playa corresponden a playas disipativas constituidas de arena con alto contenido de concha triturada, con diámetros medios que oscilan entre 0.005 a 0.4 mm. y pendientes entre 1:50 a 1:300.

Los regímenes de oleaje normal (condiciones de baja energía la mayor parte del tiempo) y el de tormenta frente a estas playas presentan múltiples líneas sucesivas de rompientes tipo *deslizante* (spilling breaker), figura 1.43, que de acuerdo a la clasificación de Galvin (1968), corresponden a valores del *parámetro de similitud de resaca* (surf) $\xi_o = \tan \beta (H_o / L_o)^{1/2} < 0.5$. En este parámetro, β es el ángulo de la pendiente de la

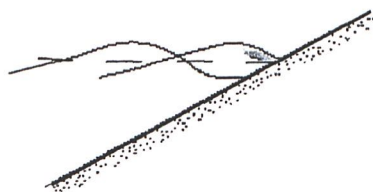
playa y H_o/L_o la esbeltez de la ola, donde H_o/L_o son la altura y longitud de la ola en aguas profundas respectivamente. Estas rompientes presentan un penacho de espuma que se desliza hacia abajo sobre la pendiente de la ola, además de que se incrementa y viaja con la ola como una superficie rodante. Otros tipos de rompientes de ola en esta clasificación, son las rompientes tipo *zambullida* (plunging breaker) sobre pendientes de playa empinadas en las que la cresta de la ola cae hacia adelante como un chorro que penetra produciendo salpicadura de agua y grandes vórtices que llegar hasta el fondo y provocan levantamiento de considerables cantidades de sedimento; para este tipo de oleaje $0.5 < \xi_o < 3.3$. Un tercer tipo de rompientes es llamado *frontal* (surging breaker), no tienen cresta inestable, sino que éstas rompen al pie del talud muy empinado y de manera precipitada causando que la cresta de la ola desaparezca, figura 1.44. la dependencia de éstas con la pendiente de la playa y la relación de la altura de la ola H_o en aguas profundas y la profundidad d sobre el perfil de la playa se muestra en la figura 1.45.



a) Rompiente deslizante



b) Rompiente de zambullida



c) Rompiente frontal



Figura 1.44 Tipos de rompientes de oleaje.

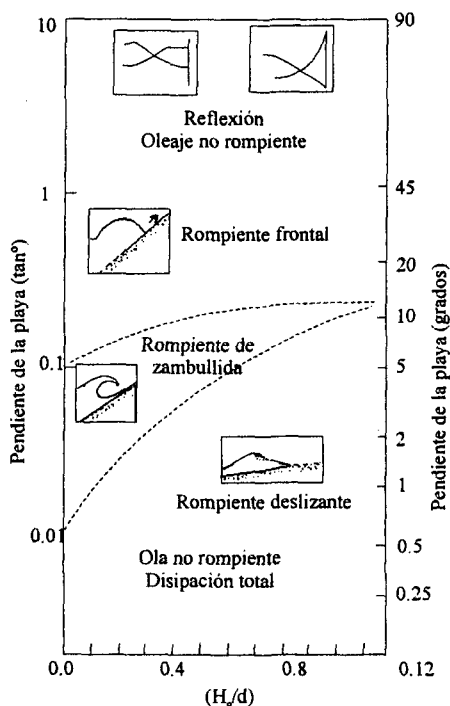


Figura 1.45 Clasificación de rompientes, Galvin (1968). Carter (1988).

Volumen de sedimentos arrastrado por rebase del oleaje.

Respecto a la magnitud del volumen de sedimento arrastrado por el rebase del oleaje, se ha evaluado principalmente mediante los levantamientos batimétricos antes y después de haberse presentado este rebase, con la ayuda de fotografías aéreas e imágenes de satélite; sin embargo, se han hecho algunos intentos para cuantificar ese volumen a través de ecuaciones, tal es el caso de Hancock y Kobayashi (1994) que han establecido un modelo empírico sustentado en trabajos experimentales de laboratorio y en los modelos de De Waal y Van der Meer, para predecir el ascenso del agua sobre la playa después del rompimiento de oleaje (swash) y la cantidad de agua de rebase (overtopping) en lo alto de la playa sobre las dunas.

El modelo define la concentración volumétrica media del sedimento C_s , igual a

$$C_s \equiv \frac{Q_s}{Q} \quad 1.43$$

donde Q_s es el caudal del sedimento, producido por el proceso de rebase del oleaje y erosión (overwash), y Q el gasto de agua por rebase dado por

$$Q = (3.35 \times 10^{-4} e^{2.88 R_*}) (g H_s^3)^{1/2} \quad 1.44$$

para $0.02 \leq R_* \leq 1.25$ llamando a R_* , deficiencia en la altura de la cresta de la duna, dado por

$$R_* = (R - h_c) / H_s \quad 1.45$$

Siendo H_s , la altura de ola significativa; h_c la altura de la cresta de la duna o altura máxima de lo alto de la playa referida al N.M.M. como se indica en la figura 1.46.

R , es la altura vertical del ascenso del agua sobre la playa respecto al N.M.M.; calculada por

$$\frac{R}{H_s} = 1.5 \gamma_h \xi_e \leq 3.0 \gamma_h \quad 1.46$$

γ_h , es un coeficiente relacionado con el efecto de las bajas profundidades sobre la rotura del oleaje e igual a

$$\gamma_h = \begin{cases} 1 - 0.03 \left(4 - \frac{d_s}{H_s} \right)^2 & \text{para } 1 \leq \frac{d_s}{H_s} \leq 4 \\ 1 & \text{para } \frac{d_s}{H_s} \geq 4 \end{cases} \quad 1.47$$

siendo d_s , la profundidad, mayor que H_s , a partir de la cual el perfil ya no es modificado y que se localiza al pie del talud exterior de la playa sumergida o zona de rompientes.

El parámetro ξ_e es llamado efecto de berma y expresado como

$$\xi_e = m_e T_p \left(\frac{g}{2\pi H_s} \right)^{1/2} \quad 1.48$$

con m_e , equivalente a la pendiente de la playa para condiciones de ascenso y rebase de la ola, dado por

$$m_e = \frac{H_s + h_c}{B_s} \quad 1.49$$

B_s , se define como la distancia horizontal desde la cresta de la duna hasta la profundidad H_s . T_p el periodo pico del espectro del oleaje incidente, g es la aceleración de la gravedad.

La ecuación 1.43, de acuerdo a los resultados experimentales, varía de 0.023 a 0.056, sin embargo, Tega y Kobayashi (1996) encuentran una relación de C_s respecto al diámetro del sedimento e igual a

$$C_s = 0.025 D_*' \quad \text{para } D = 0.2 - 1.0 \text{ mm} \quad 1.50$$

donde
$$D_*' = \frac{gD}{w^2} \quad 1.51$$

siendo D , el diámetro medio D_{50} , y w la velocidad de caída del sedimento. Un valor medio de C_s que se puede utilizar es de 0.04 para un diámetro medio de la arena de 0.38 mm.

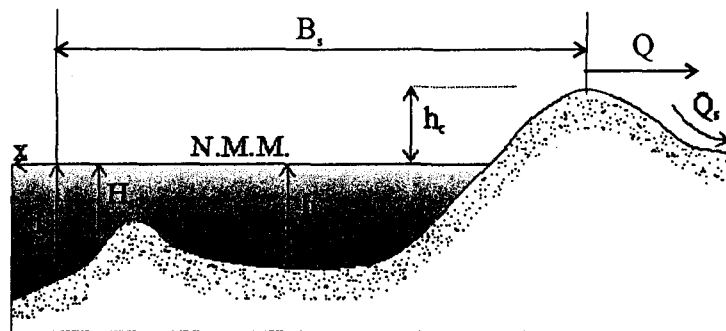


Figura 1.46. Representación esquemática del perfil de la playa y parámetros. Hancock y Kobayashi (1994)

1.5. HIDRODINAMICA DEL SISTEMA LAGUNA - BOCA

1.5.1. Introducción

Las modificaciones naturales o artificiales que puede sufrir una laguna litoral debidas a los procesos de erosión y asolvamiento u obras de dragado, se reflejan en los cambios de los patrones de corrientes internas y elevación de la superficie del agua, lo cual afecta a los procesos de mezclado de agua y sedimentación, así como a los biológicos activos existentes en la laguna, a los de transporte de sustancias contaminantes, que son sumamente interesantes para el ingeniero hidráulico.

La evaluación de estos cambios se asocia a las características del clima marítimo, mareas, vientos y aportaciones de agua por escurrimientos superficiales, traduciéndose principalmente en la aplicación de las ecuaciones básicas de movimiento que a continuación se describen.

1.5.2. Ecuaciones básicas de movimiento

El flujo que se presenta en este medio, corresponde al de superficie libre, para el que se asume que el fluido es tipo *Newtoniano* y de densidad constante, de modo que la velocidad \mathbf{q} y elevación de la superficie libre del agua η , referidas a un sistema de coordenadas *Euleriano* (X, Y, Z) , es posible expresarlas en un punto (x, y, z) como funciones del espacio y el tiempo, según se muestra en la figura 1.47.

La velocidad como magnitud vectorial expresada por sus componentes u , v , w en las direcciones x , y , z respectivamente, e igual a $\mathbf{q} = \mathbf{u} + \mathbf{v} + \mathbf{w} = \mathbf{F}(x, y, z)$ y la elevación como magnitud escalar $\eta = F_1(x, y, z)$, se encuentran asociadas en las ecuaciones de movimiento que expresan las leyes de conservación de masa y de cantidad de movimiento. Para ver el detalle de la deducción de estas ecuaciones, se recomienda consultar a Le Méhauté (1976) y Vergara (2000) entre otros, por lo que a continuación solo se presenta un resumen.

Ley de conservación de masa

Esta ley expresa que la materia de un fluido en un espacio dado no se crea ni se destruye, es decir la masa se mantiene constante. Para un fluido incompresible y homogéneo, esta continuidad de la masa y volumen de la materia se declara a través de la ecuación denominada *ecuación de continuidad*; la misma que relaciona las componentes de la velocidad \mathbf{q} y las coordenadas espaciales x, y, z , que en términos diferenciales tienen la forma siguiente:

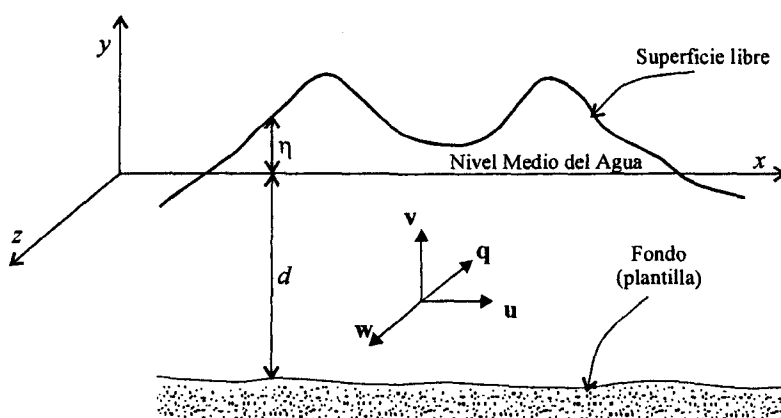


Figura 1.47 Sistema de coordenadas Cartesianas

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \text{ó} \quad \nabla \cdot \mathbf{q} = 0 \quad 1.52$$

donde ∇ es el vector operacional diferencial $\left(\frac{\partial}{\partial x} i + \frac{\partial}{\partial y} j + \frac{\partial}{\partial z} k \right)$.

La incompresibilidad significa que la densidad del fluido ρ es constante, mientras que la homogeneidad se cumple si en la región de estudio el fluido es de la misma especie.

Segunda Ley de Newton - Cantidad de movimiento.

Esta ley establece que la rapidez de cambio de la cantidad de movimiento es proporcional a la fuerza aplicada (independientemente de su naturaleza) y se da en la dirección en que actúa esta fuerza, $\mathbf{F} = d(m \mathbf{q})/dt$, donde m es la masa de fluido con volumen V en movimiento.

En forma general, para un sistema de referencia x, y, z y considerando un fluido incompresible ($\rho = \text{cte}$), las componentes de cantidad de movimiento en cada dirección para flujo laminar o turbulento se expresan como

$$\text{Para la dirección } x: \quad \rho \frac{du}{dt} = \underbrace{X}_{\text{Fuerzas másicas}} + \underbrace{\left(\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right)}_{\text{Fuerzas de superficie}} \quad 1.53a$$

$$\text{Para la dirección } y: \quad \rho \frac{dv}{dt} = Y + \left(\frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right) \quad 1.53b$$

$$\text{Para la dirección } z: \quad \underbrace{\rho \frac{dw}{dt}}_{\text{Fuerzas de inercia}} = Z + \underbrace{\left(\frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} \right)}_{\text{Fuerzas aplicadas}} \quad 1.53c$$

Las fuerzas inerciales, resultan de la aplicación de una fuerza externa F sobre la masa de las partículas del fluido para lograr un cambio de estado o de movimiento de las mismas, a las que causa una aceleración igual a la rapidez de cambio de la velocidad q igual a dq / dt

Por su parte, las *fuerzas aplicadas* son; *fuerzas externas o de frontera* actuantes sobre la masa transmitida a todas las partículas. Algunas de estas fuerzas actúan sobre la superficie del volumen del fluido, llamadas *fuerzas de superficie* y comprenden las fuerzas normales debidas a la presión o esfuerzos normales ($\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$), y las fuerzas tangenciales o cortantes debidas a los esfuerzos tangenciales asociados a la viscosidad ($\tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yz}$); los subíndices x, y, z , indican la dirección en que actúan las fuerzas normales, mientras que xy, xz, yz el plano sobre el que actúan las fuerzas tangenciales. Otras fuerzas externas son producto de la acción de campos gravitatorios o magnéticos que actúan sobre la masa de cada partícula fluida, razón por la cual se denominan *fuerzas másicas o de cuerpo*.

En circunstancias especiales del flujo, se incluye la presencia de otras fuerzas tales como: la *fuerza de capilaridad* asociada a la fuerza de tensión superficial que ocurre en la interfase de dos fluidos y clasificada como fuerza de superficie, y por otra parte, la *fuerza de inercia geostrófica* causada por la rotación de la tierra.

Aceleraciones locales y convectivas

El primer término de cada una de las ecuaciones 1.53, representa las componentes de la fuerza de inercia total por unidad de volumen del fluido en la dirección respectiva, e igual a la aceleración por la densidad del fluido, donde

$$\frac{du}{dt} = \text{aceleración en la dirección } x = \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad 1.54a$$

$$\frac{dv}{dt} = \text{aceleración en la dirección } y = \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad 1.54b$$

$$\frac{dw}{dt} = \text{aceleración en la dirección } z = \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad 1.54c$$

$\underbrace{\quad}_{\text{Términos de aceleración Local}} \quad \underbrace{\quad}_{\text{Términos de aceleración convectiva}}$

La aceleración local resulta de un cambio en el movimiento de translación de las partículas del fluido impuesto por las fuerzas externas F , mientras que la aceleración convectiva resulta de la deformación lineal y angular o de un cambio en la rotación de las partículas del fluido impuesta por las mismas fuerzas. Por ejemplo la componente en la dirección x al ponerla en función de estas deformaciones resulta se

$$\left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2} v \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{1}{2} w \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) - \frac{1}{2} v \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \quad 1.55$$

$\underbrace{\quad}_{\text{Aceleración local por cambio de movimiento}} \quad \underbrace{\quad}_{\text{Aceleración por deformación lineal}} \quad \underbrace{\quad}_{\text{Aceleración por deformación angular}} \quad \underbrace{\quad}_{\text{Aceleración por rotación}}$

 $\underbrace{\hspace{15em}}_{\text{Términos de aceleración convectiva}}$

De la misma manera se escriben para los componentes en la dirección Y y Z . La suma de los tres componentes pueden ser escritos en rotación vectorial de la forma siguiente

$$\underbrace{\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t}}_{\text{Aceleración local}} + \underbrace{\frac{1}{2} \nabla \mathbf{q}^2}_{\text{Término energía cinética}} + \underbrace{\nabla \times \mathbf{q} \times \mathbf{q}}_{\text{Término rotacional}} \quad 1.56$$

de modo que el primer término inercial convectivo, es equivalente a la derivada espacial de la energía cinética, $\rho \mathbf{q}^2 / 2$, de la partícula.

Aceleración Geostrófica

Debido a la rotación de la tierra, el movimiento de grandes masas de agua (Océano, grandes lagos y lagunas) puede ser afectada por la fuerza inercial desarrollada, de modo que las trayectorias de las partículas del fluido sobre un plano perpendicular al eje de la tierra sufren una desviación. Este efecto es llamado *efecto de coriolis* causado por la *aceleración geostrófica*, misma que es función de la velocidad de rotación de la tierra ω . Así, para una partícula fluida que se mueve con una velocidad total \mathbf{q} , resulta que para un plano horizontal perpendicular al eje de la tierra, situado en una latitud ϕ del hemisferio norte y referenciado al plano ecuatorial, la componente de la *aceleración Geostrófica* o de *Coriolis* es igual a $2\omega \mathbf{q} \sin \phi$, perpendicular y a la izquierda de \mathbf{q} . La fuerza inercial *Geostrófica* o de *Coriolis* correspondiente resulta ser $\rho \Omega$, si $\Omega = 2\omega \sin \phi$, que es llamado *parámetro de Coriolis*.

Componentes de la fuerza de inercia total con rotación de la tierra.

Para el plano de latitud ϕ , con coordenadas x , y fijas respecto a la superficie de la tierra, las componentes de la *fuerza de Coriolis* resultan ser; para la dirección x , $-\Omega v$ y para la dirección y , Ωu , mientras que en la dirección z (paralela al eje de rotación de la tierra) es despreciable. Finalmente, los componentes de la fuerza inercial total en el plano X, Y son:

$$\text{Para la dirección } x; \quad \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - \Omega v \right) = \rho \frac{du}{dt} \quad 1.57a$$

Para la dirección y; $\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \Omega u \right) = \rho \frac{dv}{dt}$ 1.57b

Ecuación de Navier - Stokes

Las ecuaciones 1.53 son las básicas de cantidad de movimiento, donde las componentes másicas corresponden a las componentes de la fuerza total gravitatoria (peso) que en forma diferencial se expresan como

$$X = -\frac{\partial}{\partial x}(\rho g z); \quad Y = -\frac{\partial}{\partial y}(\rho g z); \quad Z = -\frac{\partial}{\partial z}(\rho g z) \quad 1.58$$

Los segundos términos del segundo miembro de la ecuación 1.53, son los componentes de las fuerzas normales en la frontera del volumen considerado para un fluido no compresible, donde:

$$\sigma_x = -p + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \quad 1.59a$$

$$\sigma_y = -p + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \quad 1.59b$$

$$\sigma_z = -p + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} \quad 1.59c$$

y

$$p = \frac{1}{3}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z) \quad 1.59d$$

Para un fluido incompresible ($\rho = \text{cte}$) y newtoniano (el esfuerzo cortante es proporcional al coeficiente de viscosidad dinámica μ y a la rapidez de deformación angular), se demuestra que las componentes de las fuerzas cortantes totales (fuerzas de fricción) por unidad de volumen (la suma de los terceros y cuartos términos del segundo miembro de las ecuaciones 1.53) son:

$$\tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad 1.60a$$

$$\tau_{xz} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad 1.60b$$

$$\tau_{yz} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \quad 1.60c$$

Si se sustituyen las ecuaciones 1.54, 1.58, 1.59 y 1.60 en las ecuaciones 1.53, resulta que

Para la dirección x;

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} - \rho g_x + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad 1.61a$$

Para la dirección y;

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} - \rho g_y + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad 1.61b$$

Para la dirección z;

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho g_z + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad 1.61c$$

estas son las ecuaciones de *Navier - Stokes*, o de *cantidad de movimiento* básicas para atender muchos problemas de dinámica de fluidos.

Si estas ecuaciones 1.61, se escriben vectorialmente (suma vectorial de cada componente) y se toman en consideración las ecuaciones 1.56 se llega a la ecuación resumida de Navier - Stokes.

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla q^2 + \nabla \times \mathbf{q} \times \mathbf{q} \right) = -\nabla (p + \rho g_z) + \mu \nabla^2 \mathbf{q} \quad 1.62$$

de modo que ésta y sus componentes son ecuaciones diferenciales de segundo orden en los términos de fricción y no lineales por la presencia de los términos inerciales convectivos.

1.5.3. ECUACIONES DE REYNOLDS.

Como se indicó en la sección 1.5.2.2, las ecuaciones básicas de cantidad de movimiento son válidas aún si el flujo es turbulento.

Breusers (1993), refiere a J. O. Hinze, quien define las características del movimiento turbulento de la siguiente manera.

"La turbulencia de un fluido en movimiento es una condición irregular del flujo en que varias cantidades presentan una variación aleatoria espacial y temporal, tal que estadísticamente distintos valores medios pueden ser distinguidos"

Lo anterior, implica considerar que el valor real de las variables del flujo y del fluido en un punto fijo, es igual a la suma de los valores medios temporales de cada una de ellas más las desviaciones respectivas entre el valor real y el valor medio. Por ejemplo, la velocidad $\mathbf{q} = \bar{\mathbf{q}} + \mathbf{q}'$ y sus componentes $u = \bar{u} + u'$; $v = \bar{v} + v'$ y $w = \bar{w} + w'$, donde la letra testada (o con barra) significa el valor medio y la letra primada la desviación o fluctuación.

Después de sustituir las variables de cada uno de los términos de la ecuación de continuidad y de cantidad de movimiento o de Navier - Stokes en función de los valores medios temporales locales, las fluctuaciones y sus promedios resultan:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad 1.6$$

pues
$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) = - \frac{\partial}{\partial x} (\bar{p} + \rho g z) + \mu \nabla^2 \bar{u} - \rho \left(\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right) \quad 1.64a$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) = - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{p} + \rho g z) + \mu \nabla^2 \bar{v} - \rho \left(\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \right) \quad 1.64b$$

$\underbrace{\hspace{10em}}$	$\underbrace{\hspace{10em}}$	$\underbrace{\hspace{10em}}$	$\underbrace{\hspace{10em}}$	$\underbrace{\hspace{10em}}$
Términos de inercia local	Términos de inercia convectiva	Fuerzas de presión y gravedad	Fuerzas viscosas	Fuerzas de fluctuación turbulenta

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) = - \frac{\partial}{\partial z} (\bar{p} + \rho g z) + \mu \nabla^2 \bar{w} - \rho \left(\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \right) \quad 1.64c$$

siendo las ecuaciones 1.63, las de continuidad y las 1.64 de cantidad de movimiento o *ecuaciones de Reynolds*, todas ellas aplicables a flujo turbulento y esenciales para el estudio hidrodinámico de lagunas costeras y muchos otros problemas.

La escenificación hidrodinámica de una laguna, se lleva a cabo, como ya se mencionó, en función de la variación de la elevación de la superficie del agua y de las velocidades del flujo para diferentes niveles de dimensionalidad de éste; unidimensional (1D), bidimensional (2D) y tridimensional (3D). Estos niveles se asocian a la solución de las ecuaciones de continuidad 1.63 y de cantidad de movimiento 1.64. El grado de aproximación de la solución de estas ecuaciones depende de las simplificaciones que se asuman respecto a la variabilidad de los parámetros del fluido, del flujo y de las fronteras, esto es, por ejemplo: la compresibilidad y viscosidad del fluido, uniformidad, no

uniformidad, permanencia y no permanencia del flujo, así como la regularidad o irregularidad de la geometría del sistema Lagunar. Lo anterior, posibilita que las ecuaciones de movimiento consideren o no los términos inerciales locales y convectivos y el establecimiento de modelos lineales y no lineales.

1.5.4. Flujo unidimensional

La solución de las ecuaciones 1.72, para flujo unidimensional (1D), implica realizar un análisis macroscópico del comportamiento de la laguna, en consecuencia, se considera para todas las variables el valor promedio en la sección transversal del flujo y únicamente dependiente de la longitud en la dirección del flujo y del tiempo; situación que conduce al tratamiento de la laguna como un canal largo de sección variable y ancho angosto conectado al mar, donde el flujo es caracterizado fundamentalmente por la magnitud de la marea en el lado del mar, influenciado por la geometría y fricción de las fronteras de la laguna. La figura 1.48, muestra un cuerpo de agua alargado, correspondiente a un estuario, cuyo eje coincide con el de coordenadas curvilíneas S , o más familiarmente eje x .

Asumiendo que v y w son despreciables así como la distribución de presiones hidrostáticas, la ecuación de continuidad 1.52, resulta ser

$$B \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad 1.65$$

donde η es la elevación de la superficie del agua respecto al plano de referencia y Q es la descarga de entrada y B una constante.

La ecuación de movimiento 1.61, bajo las mismas consideraciones se reduce a

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial h}{\partial x} + g \frac{u|u|}{C_f^2 R} = 0 \quad 1.66$$

siendo R el radio hidráulico y C_f el coeficiente de fricción de Chezy; habiéndose establecido que para el flujo alternativo de la marea $u^2 = u|u|$. Combinando las ecuaciones 1.65 y 1.66 y considerando el flujo con valores pequeños del número de Froude y con

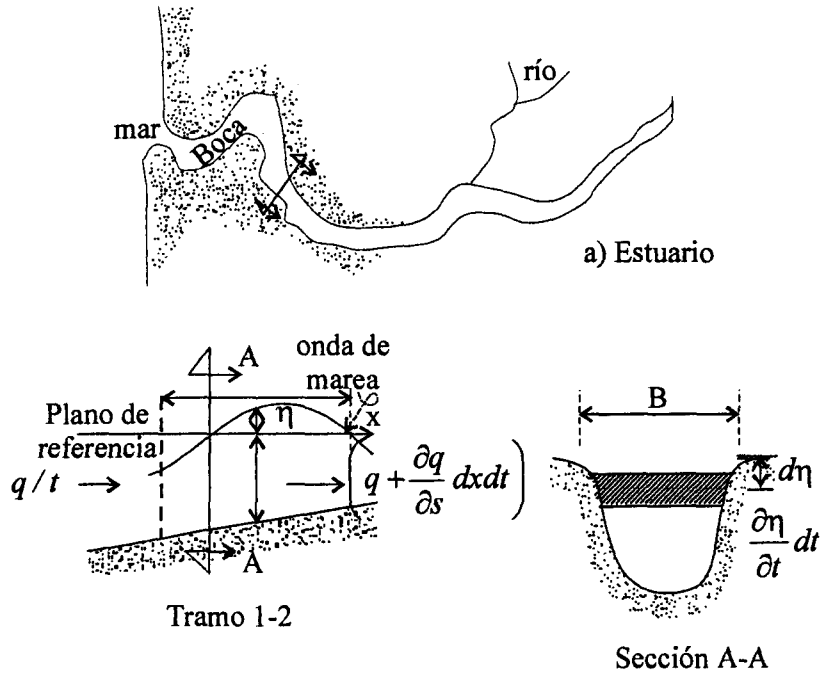


Figura 1.48 Estuario: a) planta; b) perfil; c) sección transversal.

pendiente S_o del fondo y positiva en la dirección del flujo, la ecuación de movimiento, según Roos (1990), se transforma en

$$\frac{1}{A} \frac{\partial Q}{\partial t} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} - g S_o + g \frac{Q|Q|}{C_f^2 A^2 R} \quad 1.67$$

donde A es el área de la sección transversal del canal, Q es la descarga total e igual a uA .

Si se asume que A , R y C_f son constantes y que el término de fricción se linealiza en la forma

$$g \frac{Q|Q|}{C_f^2 A^2 R} = mQ \quad 1.68$$

en la que $m = g|Q|/C_f^2 A^2 R$ es llamado coeficiente de resistencia, entonces la ecuación 1.67 se convierte en una ecuación lineal

$$\frac{1}{A} \frac{\partial Q}{\partial t} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} - g S_o + mQ = 0 \quad 1.69$$

Combinadas las ecuaciones lineales 1.65 y 1.69 se determina que

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - C_o^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + mA \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \quad 1.70$$

en la que C_o es la celeridad o velocidad de propagación de la onda de marea, e igual a $(gA/B)^{1/2}$

La solución de la ecuación 1.70 para un flujo simple sin fricción ($m=0$) y longitud infinita del canal, Ippen (1966), presenta como resultado la siguiente función armónica.

$$\eta = a \cos(\pi - kx) \quad 1.71$$

en donde a es la amplitud máxima de la onda en el instante $t \neq 0$ para $x \neq 0$, permaneciendo constante a lo largo de x con un tiempo de retraso kx . $\sigma = 2\pi/T = kC_o$ y $k = 2\pi/L$ conocidas como número de frecuencia y número de onda respectivamente. El periodo de la onda se identifica con la letra T y la longitud de la misma con L .

Para $x = L$ y cualquier valor múltiple de L , la onda se reproduce en fase con la posición en $x = 0$.

Sustituyendo la ecuación 1.71 en la ecuación 1.65 y considerando que $C_o = (gd)^{1/2}$, siempre que $d \gg \eta$, al integrar resulta

$$u = \frac{a}{d} C_o \cos(\sigma t - kx) \quad 1.72$$

Las velocidades y elevaciones de la superficie del agua están en fase y están relacionadas por $u = (\eta/d)C_o$, lo que quiere decir que ambas tienen el mismo signo y la onda es progresiva, donde $u_{max} = (a/d)C_o$.

Para el caso de flujo con fricción y conservando las consideraciones del caso anterior, la amplitud de la onda se amortigua a lo largo de x , de modo que la solución de la ecuación 1.70 tiene la forma.

$$\eta = a_o e^{-\lambda x} \cos(\sigma t - kx) \quad 1.73$$

Esta ecuación corresponde a una onda progresiva simple que se propaga en dirección de aguas arriba del canal, con amplitud decreciente.

En esta ecuación 1.73, $e^{-\lambda x}$ es el *factor de amortiguamiento*, a_o , es la amplitud máxima inicial y los valores de λ y k se relacionan con el coeficiente de resistencia m , en la forma de

$$\lambda = \frac{\sigma \left[-1 + (1 + m^2 A^2 / \sigma^2)^{1/2} \right]^{1/2}}{(2)^{1/2} C_o} \quad 1.74$$

y

$$k = \frac{\sigma [1 + (1 + m^2 A^2 / \sigma^2)^{1/2}]^{1/2}}{(2)^{1/2} C_o} \quad 1.75$$

Si la ecuación 1.73 se sustituye en la ecuación 1.70 y se hace uso de la ecuación de continuidad 1.65, e integrando con respecto a x , se obtiene la expresión para la velocidad u , igual a

$$u = \frac{a_o}{d} C_o e^{-\lambda x} \frac{k_o}{(\lambda^2 + k^2)^{1/2}} \cos(\sigma t - kx + \alpha) \quad 1.76$$

El caudal instantáneo Q , en cada sección del canal, generado por la propagación de la onda de marea se puede obtener al integrar la ecuación de continuidad 1.65 y usar la ecuación 1.73, de modo que

$$Q = Ba_o \sigma \frac{e^{-\lambda x}}{\lambda^2 + k^2} [\lambda \sin(\sigma t - kx) - k \cos(\sigma t - kx)] - Q_o \quad 1.77$$

Q_o es el caudal constante de descarga del canal.

Son numerosos los trabajos realizados en torno a la solución unidimensional de las ecuaciones 1.72, que dependen de las condiciones iniciales y de frontera que se establezcan en el flujo; las más simples son las presentadas anteriormente. Entre otros ejemplos pueden ser los siguientes:

- Ippen (1966), presenta casos para flujos con la superposición de dos ondas, la incidente y reflejada, con y sin efecto de la fuerza de fricción, para canales de sección rectangular de ancho fijo y variable, este último de forma exponencial y convergente corriente arriba.

- Van de Kreeke (1972), desarrolla un modelo que resuelve numéricamente, mantiene los términos no lineales, más un transporte inducido por marea y variaciones del nivel medio y caudales a lo largo del eje de la laguna. Las ecuaciones son resueltas usando un esquema explícito de diferencias finitas, cuyos resultados fueron corroborados experimentalmente.

- Pradle (1972), también parte de la ecuación general de movimiento en la dirección x , y de la ecuación de continuidad que considera la aportación lateral de flujo. La solución de estas ecuaciones fue explícita para diferencias finitas y proporciona la variación de niveles y velocidades.

1.5.5 Ecuaciones integradas en la profundidad

Para flujos en lagunas costeras, donde la escala horizontal es mayor que la vertical, la componente vertical de la velocidad media local es pequeña, en consecuencia, si las fuerzas componentes en dirección vertical debidas a los cambios de cantidad de movimiento y gradientes de esfuerzos cortantes verticales son despreciables comparadas con la fuerza de gravedad, entonces para obtener el campo de velocidades medias respectivo, las ecuaciones 1.64 pueden ser simplificadas por integración de la profundidad, desde $y = \eta$ (elevación de la superficie libre del agua) hasta $y = -d$ (profundidad del fondo). Para lo anterior, es necesario que las velocidades medias en la profundidad para la dirección x e y sean iguales a

$$U = \frac{1}{\eta + d} \int_{-d}^{\eta} \bar{u} dy \quad 1.78$$

$$V = \frac{1}{\eta + d} \int_{-d}^{\eta} \bar{v} dy \quad 1.79$$

Además de cumplirse la condición cinemática en la superficie libre, la partícula permanece en la superficie, por lo que

$$v_{\eta} = \frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \bar{u}_{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \bar{v}_{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad 1.80$$

La integración de la ecuación de continuidad 1.63 en la profundidad, con las consideraciones anteriores y la correspondiente a un fondo sólido impermeable y sin desplazamiento de las partículas del fluido ($\bar{u}_{-d} = \bar{v}_{-d} = \bar{w}_{-d} = 0$) se transforma en

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial U(\eta + d)}{\partial x} + \frac{\partial V(\eta + d)}{\partial y} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} = 0 \quad 1.81$$

donde $q_x = U(\eta + d)$ en m^2/s y $q_y = V(\eta + d)$ en m^2/s son respectivamente las descargas por unidad de ancho en la dirección x e y respectivamente.

Por otra parte, si las aceleraciones verticales y los esfuerzos cortantes en la ecuación 1.64 para la componente en la dirección y no son considerados, resulta entonces

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - g = 0 \quad 1.82$$

que significa que la distribución de la presión es hidrostática y al integrarla respecto a y , resulta.

$$p(z) = \rho g(\eta - d) + p_a \quad 1.83$$

p_a es la presión atmosférica

Diferenciando con respecto a x

$$\frac{\partial p(y)}{\partial x} = \rho g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial p_a}{\partial x} \quad 1.84$$

Esta ecuación manifiesta que el gradiente horizontal de la presión depende del gradiente de la superficie libre del agua y del gradiente de la presión atmosférica.

Con todas las condiciones anteriores, más el efecto de *Coriolis* y viento, las ecuaciones 1.64 para las direcciones x e y e integradas en la profundidad resultan ser

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} + \frac{\partial U q_x}{\partial x} + \frac{\partial V q_x}{\partial y} = \Omega q_y - gD \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{D}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial x} + \frac{\tau_{sx}}{\rho} - \frac{\tau_{ox}}{\rho} - \frac{\partial T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{xy}}{\partial y} \quad 1.85a$$

$$\frac{\partial q_y}{\partial t} + \frac{\partial U q_y}{\partial x} + \frac{\partial V q_y}{\partial y} = -\Omega q_x - gD \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{D}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial y} + \frac{\tau_{sy}}{\rho} - \frac{\tau_{oy}}{\rho} + \frac{\partial T_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{yy}}{\partial y} \quad 1.85b$$

Términos Inerciales locales	Términos convectivos	Términos inercial de Coriolis	Términos Gravitato- rios	Términos de presión atmosférica	Térmi- nos de esfuerzo superfi- ciales	Términos de resistencia de fondo	Términos de esfuerzos efectivos
-----------------------------------	-------------------------	-------------------------------------	--------------------------------	---------------------------------------	--	---	---------------------------------------

Usando la notación indicial de un tensor cartesiano, Cruz (1997) escribe las ecuaciones 1.85 como

$$\frac{\partial q_i}{\partial t} + \frac{U_j q_i}{\partial x_j} + \epsilon_{ij} \Omega q_j + gD \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \rho D \frac{\partial p_a}{\partial x_i} - \frac{\tau_{si}}{\rho} + \frac{\tau_{oi}}{\rho} - \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}$$

donde x_i es la coordenada de dirección $i=1, 2$; x_1 representa la dirección x , mientras que x_2 representa la dirección y . U_i y q_i son la velocidad y descarga por unidad de ancho respectivamente. Una cantidad con dos subíndices (ejem. ij) es un tensor con cuatro componentes, cuando un subíndice es repetido en una expresión debe entenderse como una

suma; el tensor ϵ_{ij} es un símbolo de permutación que es definido como $\epsilon_{ij} = +1$ si i, j son 1, 2; $\epsilon_{ij} = -1$ si i, j son 2, 1 y $\epsilon_{ij} = 0$ si $i = j$.

Las ecuaciones 1.81, 1.85 y 1.86 son las ecuaciones para estudiar la *Hidrodinámica del flujo en lagunas costeras de profundidad reducida*, para flujos en 2-D integrados en la profundidad; donde τ_{sx} y τ_{sy} son los esfuerzos cortantes en la superficie, mientras que τ_{ox} y τ_{oy} son los esfuerzos cortantes en el fondo; T_{xx} , T_{xy} , T_{yx} y T_{yy} los esfuerzos efectivos. El valor de $q_x = U(\eta + d)$ y $q_y = V(\eta + d)$ en el volumen de flujo (caudales) por unidad de ancho en la dirección x e y respectivamente. El valor de D es igual a $\eta + d$.

Respecto al significado de los términos de la ecuación 1.85 o sus equivalentes en la ecuación 1.86 son:

Términos inerciales locales (ejemplo $\partial q_i / \partial t$) representan la rapidez de cambio de la velocidad en cualquier punto, sobre los cuales se define la no permanencia del flujo.

Términos convectivos (ejemplo $\partial(U_j q_i) / \partial x_j$), representan la acción del cambio espacial de la velocidad (gradiente), y son los términos no lineales de estas ecuaciones.

Términos inerciales de Coriolis (ejemplo $\epsilon_{ij} \Omega q_j$), representan la acción de la rotación de la tierra en el hemisferio norte sobre la latitud ϕ a través del parámetro de Coriolis.

Términos gravitatorios o de pendiente de la superficie (ejemplo $gD \frac{\partial \eta}{\partial x_i}$), representan la acción gravitatoria.

Términos de presión atmosférica (ejem $\rho D \partial p_a / \partial x_i$), representan la sobreelevación del nivel del agua por las condiciones barométricas cambiantes como ocurre en situaciones de tormentas. En muchos casos estos términos no son significativos y por tanto no son considerados.

Términos de esfuerzos por viento (τ_{si} / ρ), representan la acción del viento a través de la velocidad de éste y en consecuencia del esfuerzo cortante producido, que comúnmente puede ser evaluado por

$$\sigma_{sx} = C_D \rho_a W_x W \quad 1.87 a$$

y

$$\sigma_{sy} = C_D \rho_a W_y W \quad 1.87 \text{ b}$$

donde W_x y W_y son los componentes de velocidad del viento en las direcciones x, y respectivamente, y $W = (W_x^2 + W_y^2)^{1/2}$ normalmente medida a 10 m por encima de la superficie.

Términos de resistencia del fondo (ejem. σ_{fi} / ρ) significan la resistencia friccional del fondo, causados por rugosidades del fondo, tipos de sedimentos y cambios de los niveles de la superficie del agua. Estos términos de resistencia, pueden ser simplificados al considerar que: primero, el flujo es altamente turbulento y por tanto el efecto de la viscosidad dinámica no es significativo, segundo, que la pendiente del fondo es también despreciable. Por lo anterior, el retraso del flujo se puede considerar que depende fundamentalmente del efecto de los esfuerzos de Reynolds turbulentos. Generalmente estos esfuerzos son expresados en función de la velocidad al corte u_* y ésta a su vez en las componentes de velocidad promedio en la profundidad

$$\tau_{ox} = \rho C_f U (U^2 + V^2) \quad 1.88$$

$$\tau_{oy} = \rho C_f V (U^2 + V^2) \quad 1.89$$

Según Falconer (1988), citado por Cruz (1997), se puede usar la ley de Colebrook - White para canales rugosos, respecto al coeficiente de fricción C_f bajo la forma

$$C_f = \frac{1}{32} \log_{10} \left(\frac{14.8 D}{k_b} \right) \quad 1.90$$

donde k_b es el tamaño de la rugosidad efectiva e igual a

$$k_b = 30 y_o \quad 1.91$$

y_o , es la elevación a la cual la velocidad u se estima igual a cero, generalmente definida para una subcapa viscosa.

Términos de esfuerzos efectivos (ejemplo $\partial T_{ij} / \partial x_i$) representan la presencia de la difusión molecular (debida a la viscosidad dinámica), más los esfuerzos de Reynolds debidos al movimiento turbulento y los esfuerzos de dispersión (relacionados a la no uniformidad vertical de los perfiles de la velocidad horizontal); esta suma se expresa como

$$T_{ij} = \int_a \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) dy - \int_a \rho \bar{u}_i \bar{u}_j dy - \int_a \rho (\bar{u}_i - U_i)(\bar{u}_j - U_j) dy \quad 1.92$$

Los términos de difusión molecular, correspondientes al primer término de la ecuación 1.92 que tiene una magnitud pequeña en comparación con los esfuerzos de Reynolds, y al segundo y tercer término de la misma ecuación, que también pueden ser ignorados.

La solución numérica, en dos dimensiones (2D), de estas ecuaciones ha sido tratada por diversos investigadores. Para el caso de solución mediante el método de volumen finito con mallas adaptivas tetrales, ha sido resuelto por Cruz (1997), con las consideraciones específicas para los términos convectivos, esfuerzos por viento, de Coriolis, de fricción en el fondo, de dispersión y aportación de masa o volumen de fluido en la frontera. Los requerimientos de entrada son: batimetría, geometría de la boca, de mareas, vientos, escurrimientos superficiales y de fricción. La información de salida consiste en gráficas instantáneas de vectores, curvas o regiones de isovalores de velocidad y elevación sobre la totalidad de la malla en instantes seleccionados durante el tiempo de simulación, variación temporal de velocidades y elevaciones en puntos (celdas) específicas, así como la variación en el tiempo. Este modelo se ha aplicado a la Laguna de Nichupté en México y al Lago Balatón en Hungría para determinar los patrones de flujo; en la laguna de San Andrés, Tamps. para estudiar el efecto de la ampliación de la boca y el dragado de canales internos de distribución de flujo; en el sistema Lagunar de Agua Brava, Nay. para determinar los patrones de flujo y en la Laguna de Tamiahua, Ver. para estudiar la ampliación del canal y escolleras de la Boca de Tampachiche y canales de penetración.

CAPITULO 2

BARRERAS LITORALES EN EL GOLFO DE MEXICO

CASO: LAGUNA MADRE DE TAMAULIPAS

2.1. INTRODUCCION

El Litoral Mexicano, cuenta con 10, 760 kilómetros de longitud; 7,939 corresponden a la cuenca del Pacífico y 2,821 al Golfo de México, todos ellos expuestos a impactos de huracanes que se hacen sentir en la producción pesquera de los sistemas lagunares costeros y en la morfología de la costa, producto de la aportación de los escurrimientos y arrastre de sedimentos continentales para el primer caso, y el transporte de sedimentos litorales generado por las olas y vientos para el segundo caso.

La distribución y clasificación de los sistemas Lagunares Costeros Mexicanos, ha sido tratada en la sección 1.2.1.3, sin embargo, se hace resaltar que 97 se ubican en el litoral del Pacífico y 45 en el Golfo de México.

La caracterización de estos sistemas lagunares desde el punto de vista de su origen, se clasifica en 5 tipos como se explica en la tabla 1.7; todos ellos separados del mar mediante barreras litorales y bocas, de éstas últimas algunas efímeras o permanentes.

La gran diferencia entre las lagunas litorales del Pacífico y Golfo de México se debe a la formación de las barreras litorales. Para las primeras, con crecimiento hacia el mar producto del alto suministro de sedimento arenoso grueso, acarreado por los ríos que son en su gran mayoría de corta longitud y gran escurrimiento; mientras que para que las del Golfo de México, la presencia de sedimentos finos acarreados por ríos de baja pendiente y gran caudal, hacen crecer la plataforma continental con bajas profundidades. Estas condiciones de la plataforma, provocan altas disipación de las olas y en consecuencia protección a las barreras litorales.

Las barreras litorales del Golfo de México, en general son de mayor longitud que las del Pacífico, de anchos y elevaciones variables. Las más angostas y de pequeña elevación, constituyen una superficie plana llamada berma de tormenta sujeta a inundaciones por la sobre elevación del nivel del mar y rebase de las olas.

Este proceso generalmente es identificado como rebase de olas (overwash) que produce erosión sobre la berma. El sedimento es transportado hacia el interior de la laguna, creando diferentes patrones de depósito (washover) en formas de abanicos y posteriormente es distribuido en el interior de la laguna por la acción de las corrientes, olas locales y vientos que soplan hacia tierra, con la consecuente reducción de las profundidades.

En México, este proceso de rebase de olas se hace más significativo en la costa del estado de Tamaulipas y parte de las costas de Yucatán, donde se encuentran las barreras litorales más angostas y de elevación pequeña, sin embargo, el mayor efecto ocurre sobre la barrera litoral de la Laguna Madre de Tamaulipas.

La Laguna Madre de Tamaulipas es un ecosistema estuarino hipersalino, como pocos en el mundo, de alta productividad en peces y camarón, además de ser un refugio de mas de 400 especies de aves de la región y migratorias, en particular, del pato de cabeza roja, que constituye el 80% de la población mundial PRONATURA (2000).

La laguna es la más larga y segunda en área del país, y su biodiversidad la convierte en una región prioritaria para su conservación, tomando en consideración que se encuentra en proceso continuo de asolvamiento que se magnifica por la presencia de tormentas, situación que influye en el comportamiento hidrodinámico y morfodinámico de la misma.

2.2. ESTUDIO GEOMORFOLOGICO DE LA LAGUNA MADRE

2.2.1. Ubicación

Esta laguna se localiza en la parte noreste del estado de Tamaulipas, sobre el Golfo de México, figura 2.1, situada entre los 23° 45' y 25° 30' de latitud Norte y los 97°

25' de longitud Oeste, con longitud aproximada de 185 Km. y de un área de 200 mil ha. Se compone de dos regiones, una al Norte de 50 Km. de largo en dirección NNE - SSW y 2K m. de ancho medio, y la otra al Sur con 135 Km. de largo en la misma dirección que la anterior, ancho variable con 10 Km. en su extremo meridional. Dirección General de Geografía (1983)

2.2.2. Origen y desarrollo

Los estudios de Yañez y Schlaepper (1968), reseñan que la Laguna Madre se ubica en la subprovincia fisiográfica de la Cuenca de Burgos y limita al Norte con la cuenca del Río Grande de Texas, el Golfo de México por el lado Este, al Sur y Sureste el Río Soto La Marina y la Sierra de Cruillas, y al Oeste la línea que sigue el contacto entre las rocas del cretácico y las del paleoceno, entre la ciudad de Laredo y la sierra de Cruillas.

El origen de esta Laguna está relacionado con eventos geológicos ocurridos en la época del Pleistoceno, a semejanza de la Laguna madre de Texas, la regresión marítima de la más reciente glaciación (Wisconsin), en la que el nivel del mar bajó más de 100 m. respecto al presente. Gran parte del delta submarino del Río Bravo y de la plataforma continental fueron descubiertos, los mismos que al final de esta glaciación, al subir el nivel del mar, fueron inundados formando los estuarios de la costa de Texas y la bahía de Catán en la Laguna Madre Tamaulipas, cuya línea antigua de costa se registra a lo largo del borde interior de la Laguna perteneciente probablemente, al último periodo de la transgresión holocéánica. Al final de esta transgresión, se ubica el principio de la formación de la barrera (cordón litoral) producto del acarreo de material durante el ascenso del nivel del mar, situación semejante a la formación de la Isla del padre en el Estado de Texas (Rusnak 1960). Yañez y Schlaepper estiman que varias zonas del cordón litoral se formaron recientemente, como son los indicios de que, a principios del presente siglo y aún en los últimos años, el Río San Fernando hacía su descarga de aguas sobre una barra sumergida.

2.2.3. Sedimentación

El estrato base de la Laguna consiste en sedimentos, producto de la erosión de rocas clásticas de origen marino y continental, pertenecientes a formaciones del cretácico superior, la de Aragón en el Eoceno y las de palma Real y Mesón en el Oligoceno.

Los sedimentos superiores forman depósitos pertenecientes al cuaternario y aún del frente de origen y litoral.

Los depósitos de sedimentos aluviales corresponden a los deltas antiguos de los ríos Bravo y San Fernando; este último propició el relleno de la depresión de la laguna y dividió a ésta en la cuenca septentrional y la cuenca meridional; la primera de 55 km. de largo y ancho máximo de 20 km. aproximadamente, al sur de los depósitos deltaicos del río San Fernando, anchos menores de 2 a 3 km. Cerca de la desembocadura del río Soto la Marina, donde los sedimentos apartados por este río son abundantes. En general estos sedimentos están constituidos por arcillas, limos y arenas finas.

Los sedimentos litorales están constituidos por fragmentos de concha de diversos organismos y por arenas de cuarzo y feldespato de grano fino a medio.

Los factores mecánicos principales que han transportado los sedimentos al interior de la laguna son: a) los escurrimientos superficiales, que arrastran los sedimentos terrígenos; b) el viento que arrastra los materiales del cordón litoral; c) las corrientes de marea que aportan material producto del transporte litoral; d) el oleaje que ha erosionado los aluviones de la orilla continental de la laguna causante de los deslaves y el aporte por el rebase sobre el cordón litoral, finalmente e) la productividad orgánica que constituyen debido al intenso proceso de asolvamiento de la Laguna Madre de Tamaulipas. Es posible que la velocidad de relleno de esta laguna sea similar a la Laguna Madre de Texas, del orden de 12 cm. por cada 100 años, según Rusnak, citado Por Yáñez - Schlaepfer, y por tanto se encuentra en franca vía de desaparición.

Respecto al cordón litoral, desde el punto de vista mineralógico, los sedimentos que la componen al igual que en el vaso de la laguna, pertenecen a la provincia petrográfica de Río Bravo, principalmente en la parte Norte, mientras que hacia el Sur, la variación gradual de minerales puede indicar la transición a otra provincia petrográfica.

En general, de los estudios de Yáñez - Shlaepfer, los sedimentos recientes de la laguna Madre de acuerdo a su textura, composición y mineralogía, los clasifican en tres grupos, que podrían ser las unidades litológicas más importantes de estos depósitos:

Grupo 1.- Arenas finas muy bien clasificadas, y localizadas a lo largo de la orilla, provenientes del cordón litoral dentro de la laguna arrastrados por el viento y corrientes de marea y oleaje, principalmente durante la acción del viento. La mayor extensión donde se encuentran estos sedimentos es frente a la boca de Santa María y Sandoval.

Grupo II.- Mezclas de limos - arcillas mal clasificadas con abundantes elementos biógenos que corresponden a los depósitos más importantes de la Laguna y que se extienden paralelamente a la orilla continental de ésta, procedentes de la erosión costera y de aluviones deltáicos del Río Bravo en la región Norte.

Grupo III. Sedimentos preponderantemente finos, arcillas y limos mal clasificados que se mantienen en suspensión por la acción del viento, con tendencia a depositarse en las zonas protegidas de mayor profundidad, como es la Bahía de Catán y en la zona central profunda de la laguna.

Durante el presente trabajo se recolectaron muestras de sedimento de la superficie del cordón litoral y del fondo en la zona de oleaje rompiente. Estas muestras se tomaron en regiones donde la berma de tormenta es de baja altura.

Las curvas granulométricas se presentan en las figuras 2.2 y 2.3, en ellas se puede observar que la granulometría es prácticamente uniforme con coeficiente de uniformidad C_u menor a 2 y coeficiente de curvatura C_c con rango de 1.25 a 1.44 diámetro medio D_{50} , con rango de 0.18 a 0.20 mm y densidad relativa $\delta'_s = 2.86$

2.2.4. Fisiografía

La zona continental es una llanura angosta a la altura del Río Soto la Marina, amplia en la zona del Río Bravo; es plana, con rasgos característicos consistentes en lomeríos (posiblemente dunas) con orientación norte - sur, con pendientes suaves hacia el oriente y escarpados al poniente, alcanzan elevaciones hasta de 60 m.s.n.m. aproximadamente.

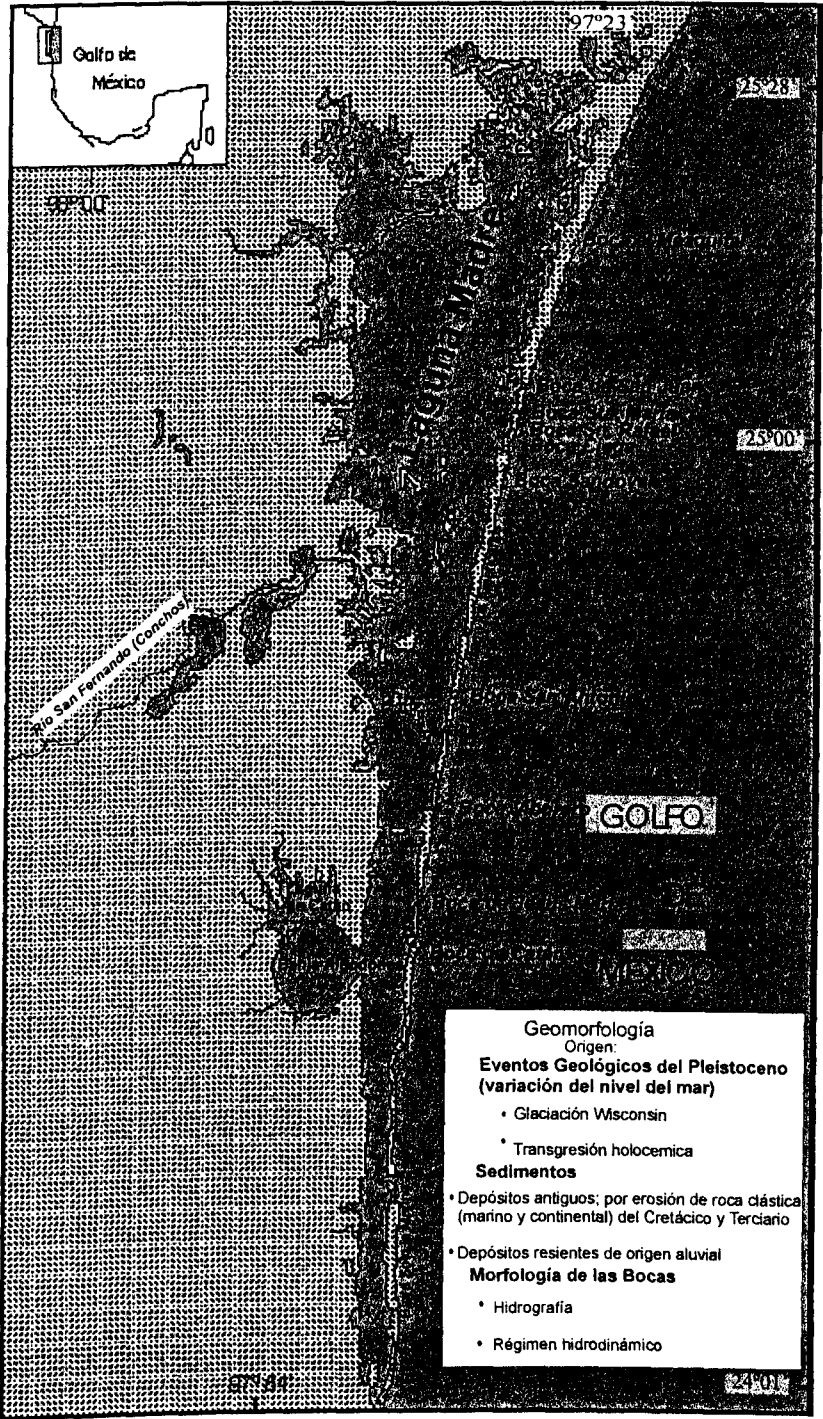


Figura 2.1 Laguna Madre Tamaulipas

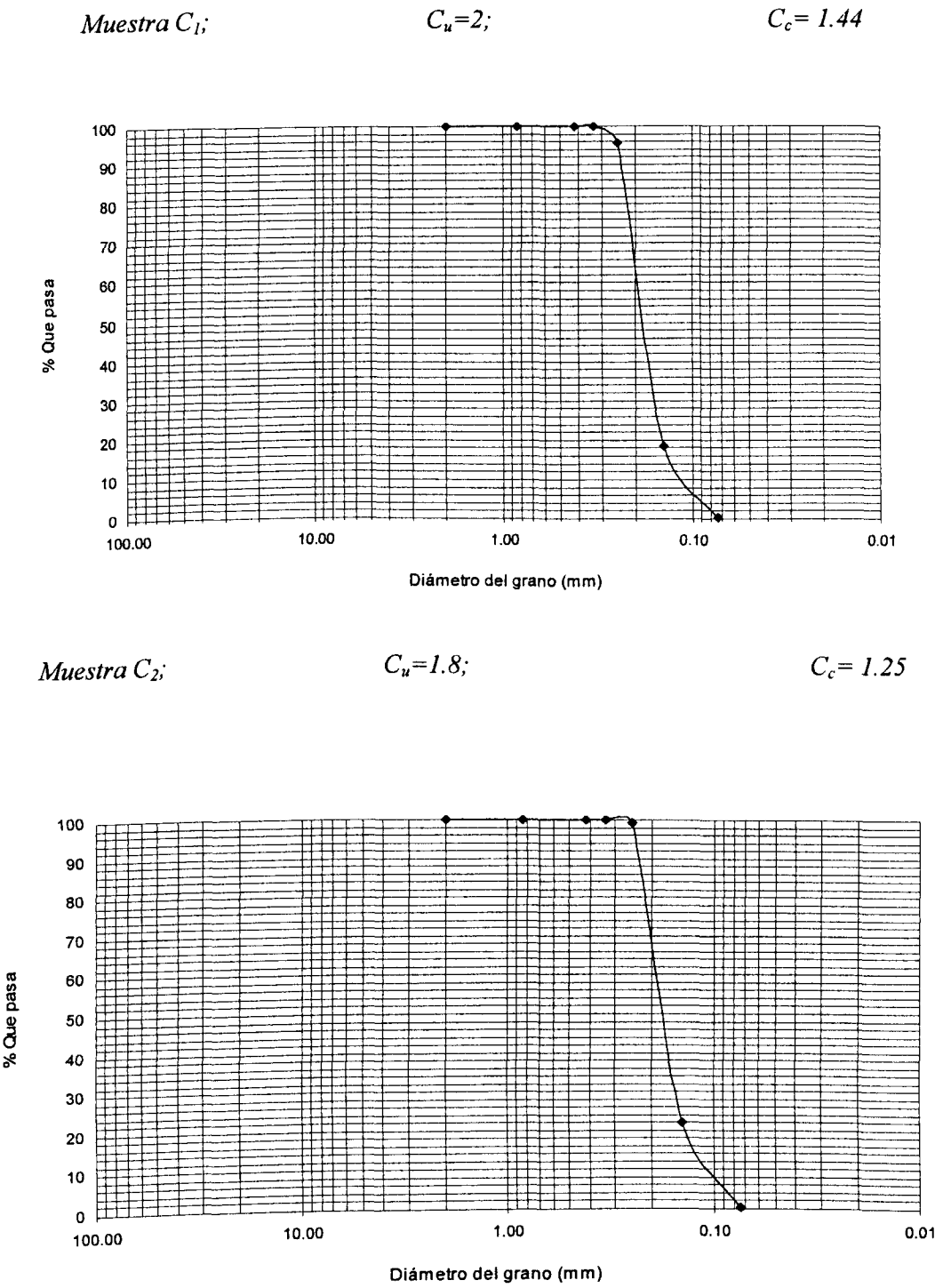
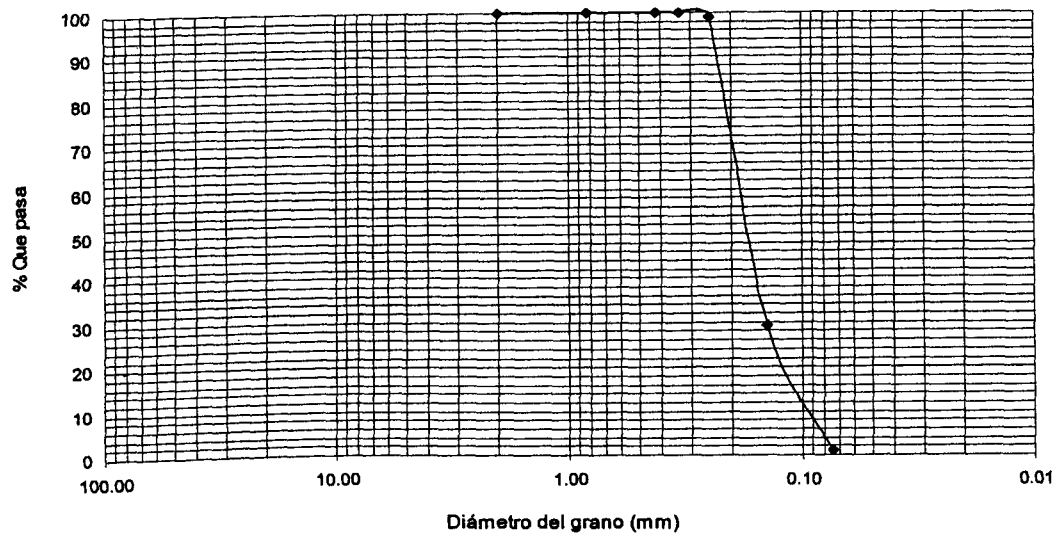


Figura 2.2 Curva granulométrica correspondiente a la zona de la Boca, El Mezquital

Muestra C_1 ;

$C_u=1.8$;

$C_c=1.25$



La margen continental de la laguna es irregular, muestra en la cuenca septentrional acantilados de hasta 8 m. de altura, disminuyendo hacia el extremo norte de ésta, con islas permanentes en estado de erosión. La profundidad máxima registrada es de 3 m. localizada en el centro de la misma, Consultores (1974). La cuenca meridional esta separada de la anterior por el delta del Río San Fernando y las islas frente a su desembocadura, producto de aluviones antiguos de éste, de 1.5 m de profundidad media a todo lo largo de la laguna. En la parte media de la laguna se sitúa la amplia bahía de Catán de forma semicircular y profundidad máxima de 2.0 m. que se conecta a través de una boca con acantilados en ambos lados.

El cordón litoral se alinea con un rumbo medio de N - 20° - E, desde su extremo norte hasta la altura de la bahía de Catán, para continuar hacia el sur con rumbo N - 05° - E. La orilla exterior de la barrera litoral (hacia el mar) es recta y uniforme, mientras que la interior (hacia la laguna) es irregular, frente a la cual se observan abanicos deltaicos, algunos emergidos, producto del depósito de sedimentos (washover) debido al proceso de rebase de las olas sobre la barrera (overwash) durante la sobre-elevación por tormenta (storm surge) o por corrientes de marea; esta manifiesta la existencia de zonas de bocas antiguas, figura 2.4a. Hasta 1967 la comunicación entre la laguna y el mar se había realizado mediante bocas, unas más pequeñas que otras, las primeras, efímeras ó sujetas a aperturas y cierres intermitentes de corta duración debido al asolvamiento producido por el fuerte transporte litoral y prisma de marea pequeño, figura 2.4 b. Existen otras bocas que se mantienen abiertas e inestables mayor tiempo, sin embargo, se han registrado épocas en que todas estaban cerradas, así, durante 21 años hasta 1909, y posteriormente de 1919 a 1933, de 1955 a 1962 y de 1964 a 1967, Yáñez-Schlaepfer (1968), CIFSA (1967).

Del extremo norte del cordón litoral hacia el sur, hay evidencias de numerosas bocas, siendo 13 las principales; Las Calabazas y los Bueyes (25° 10' latitud norte) cerradas, El Mezquital (25° 08' latitud norte) abierta artificialmente (con dragado frecuente) y protegida con escolleras desde 1980, Boca de San Juan (25° 05' latitud norte) cerrada, Boca Santa María (25° 03' latitud norte) cerrada, Boca de San Rafael (25° 02' latitud norte) cerrada, , Boca Ciega (25° 01' latitud norte) parcialmente abierta protegida con escollera desde 1975, Boca Sandoval (24° 58' latitud norte) parcialmente abierta, Boca San Antonio (24° 50' latitud norte) cerrada, Boca Viborero (24° 38' latitud norte) cerrada, Boca de Jesús María



a) Abanicos deltáicos (Boca Enramadas)



b) Rotura del cordón (Barra de Jesús María)

Figura 2.4 Abanicos deltáicos y apertura del cordón litoral de corta duración por rebase de oleaje

(24° 42' latitud norte) cerrada, Boca de Catán (24° 29' latitud norte) abierta y protegida con escolleras desde 1978, Boca Santa Isabel (24° 09' latitud norte) abierta y protegida con escolleras desde 1998, figura 2.5 En el extremo sur de la laguna se encuentra la barra del Río Soto La Marina sin aportes de agua a ésta.

El cordón litoral en su extremo norte, desde la Boca del Mezquital hasta la Boca Sandoval, es conocido como la Isla de San José; tiene un ancho medio de 2500 m., sobre el que se presentan una serie de dunas antiguas estabilizadas con vegetación, de altura entre 10 y 12 m., figura 2.6 a; después de éstas, hacia el sur, existen dunas activas de hasta 600 m. de ancho y de 2 a 3 m. de altura asociada al intenso transporte eólico que se presenta en la llanura de 100 a 200 m. de ancho comprendida entre éstas dunas y la playa. Al sur de la Boca Sandoval se manifiesta una reducción importante en el ancho del cordón litoral, con valor medio de 900 m. y altura máxima de las dunas de 8 m., la vegetación es menos abundante. La zona de dunas activas también se reduce de 100 a 200 m., sin presentarse la llanura entre las dunas y la playa. El tramo del cordón litoral entre la Boca Sandoval y la Boca San Antonio es comúnmente conocida como barra de los Americanos, figura 2.6 b. Entre la Boca de Jesús María y Soto la Marina, el cordón litoral se hace más angosto hasta alcanzar valores de 100 m., mientras que la Laguna se reduce a un ancho de 1 km. Aproximadamente. Es importante señalar que a lo largo de todo el cordón litoral, ocurren depresiones en las dunas, muchas de ellas son angostas y continuación de llanuras donde el rebase del oleaje se produce con mayor facilidad, mientras que otras solo manifiestan la existencia de las bocas antiguas. Figura 2.6

El cordón litoral en su extremo norte, desde la Boca del Mezquital hasta la Boca Sandoval, es conocido como la Isla de San José; tiene un ancho medio de 2500 m., sobre la que se presentan una serie de dunas antiguas estabilizadas con vegetación, de altura entre 10 y 12 m., figura 2.6 a; después de éstas, hacia el sur, existen dunas activas de hasta 600 m. de ancho y de 2 a 3 m. de altura asociada al intenso transporte eólico que se presenta en la llanura de 100 a 200 m. de ancho comprendida entre éstas dunas y la playa. Al sur de la Boca Sandoval se manifiesta una reducción importante en el ancho del cordón litoral, con valor medio de 900 m. y altura máxima de las dunas de 8 m., la vegetación es menos abundante. La zona de dunas activas también se reduce de 100 a 200 m., sin presentarse la llanura entre las dunas y la playa. El tramo del cordón litoral entre la Boca Sandoval



Figura 2.5 a Boca Ciega



Figura 2.5 b. Boca de Catán

y la Boca San Antonio es comúnmente conocida como barra de los Americanos, figura 2.6 b. Entre la Boca de Jesús María y Soto la Marina, el cordón litoral se hace más angosto hasta alcanzar valores de 100 m., mientras que la Laguna se reduce a un ancho de 1 km aproximadamente. Es importante señalar que a lo largo de todo el cordón litoral, ocurren depresiones en las dunas, muchas de ellas son angostas y continuación de llanuras donde el rebase del oleaje se produce con mayor facilidad, mientras que otras más solo manifiestan la existencia de las bocas antiguas. Figura 2.6a y b.

Respecto a la playa, el material que la integra es arena fina en el frente de ésta y arena gruesa en la berma, con abundantes fragmentos de concha de almeja. El perfil típico de la playa es suave, con pendiente comprendida entre 1:50 y 1:100 aproximadamente, figuras 2.7, 2.8 y 2.9, con barras y fosas de rompientes distribuyéndose en un ancho de 200 a 400 m. En zonas de depresión de dunas, donde la elevación del terreno corresponde al de la llanura, en algunas zonas, puede señalarse que son bermas de tormenta sujetas a frecuentes roturas por el rebase del oleaje de 200 a 400 m de anchura aproximadamente.

2.2.5. Clasificación

Con base a la clasificación tectónica de Inman y Nordstrom y la genética y geomorfología de Shepard, Carranza, et al (1975), sección 1.2.1.3, la Laguna Madre se ubica en la Unidad I, e incluye la subprovincia fisiográfica de la Cuenca del Bravo, cuya llanura deltáica se caracteriza como amplia y de relieve moderado; la sedimentación clástica es dominante. Desde el punto de vista tectónico es una costa de mares marginales, y por su geomorfología y genética es una costa primaria con depositación subaérea por ríos deltáicos. Por otra parte, de acuerdo al origen de las Lagunas Costeras Mexicanas, Lankford (1977), sección 1.2.1.3 ubica a la Laguna Madre en las de tipo III, caracterizándola como plataforma de barrera interna; depresiones del borde continental inundables, protegidas por barreras arenosas (ocasionalmente múltiples, efecto eólico importante, así como corrientes de marea y oleaje de tormenta), formada dentro de los últimos 5 mil años y laguna segmentada.



Figura 2.6a Dunas y bermas de tormenta antiguas (Boca de Santa María)



Figura 2.6b Berma de tormenta activa (Playa los Americanos)

2.2.6. Hidrografía

El escurrimiento superficial más importante que descarga directamente a la Laguna Madre es el Río San Fernando ó Río Concho, de gran delta, sobre el que se encuentran varias islas pequeñas que han causado la división de la Laguna en las ya referidas cuencas Septentrional y Meridional. El Río Soto La Marina que se localiza en el extremo Sur de la Laguna y que posiblemente alimentaba a ésta, en la actualidad lo hace directamente al mar cuya desembocadura está protegida con dos escolleras.

De la información hidráulica registrada en la estación San Fernando sobre el río del mismo nombre CNA (1999), se derivan los datos consignados en la tabla 2.1.

Respecto a los resultados del estudio de funcionamiento del vaso de la laguna, que la empresa CIFSA ejecutó, se presentan a continuación los siguientes:

- La Laguna Madre, nunca llegó a alcanzar estados de sequía completa aún cuando dejó de estar en contacto con el mar; salvo condiciones anormales de precipitación, como ocurrió en los años de 1902, 1919 y 1958.
- Existe una fuerte tendencia a estabilizar su funcionamiento en un lapso relativamente corto después de haber sido afectada por algún ciclón, aproximadamente es de 1.15 años después del meteoro.
- La Laguna Madre, nunca llegó a alcanzar estados de sequía completa aún cuando dejó de estar en contacto con el mar; salvo condiciones anormales de precipitación, como ocurrió en los años de 1902, 1919 y 1958.
- Existe una fuerte tendencia a estabilizar su funcionamiento en un lapso relativamente corto después de haber sido afectado por algún ciclón, aproximadamente es de 1.15 años después del meteoro.

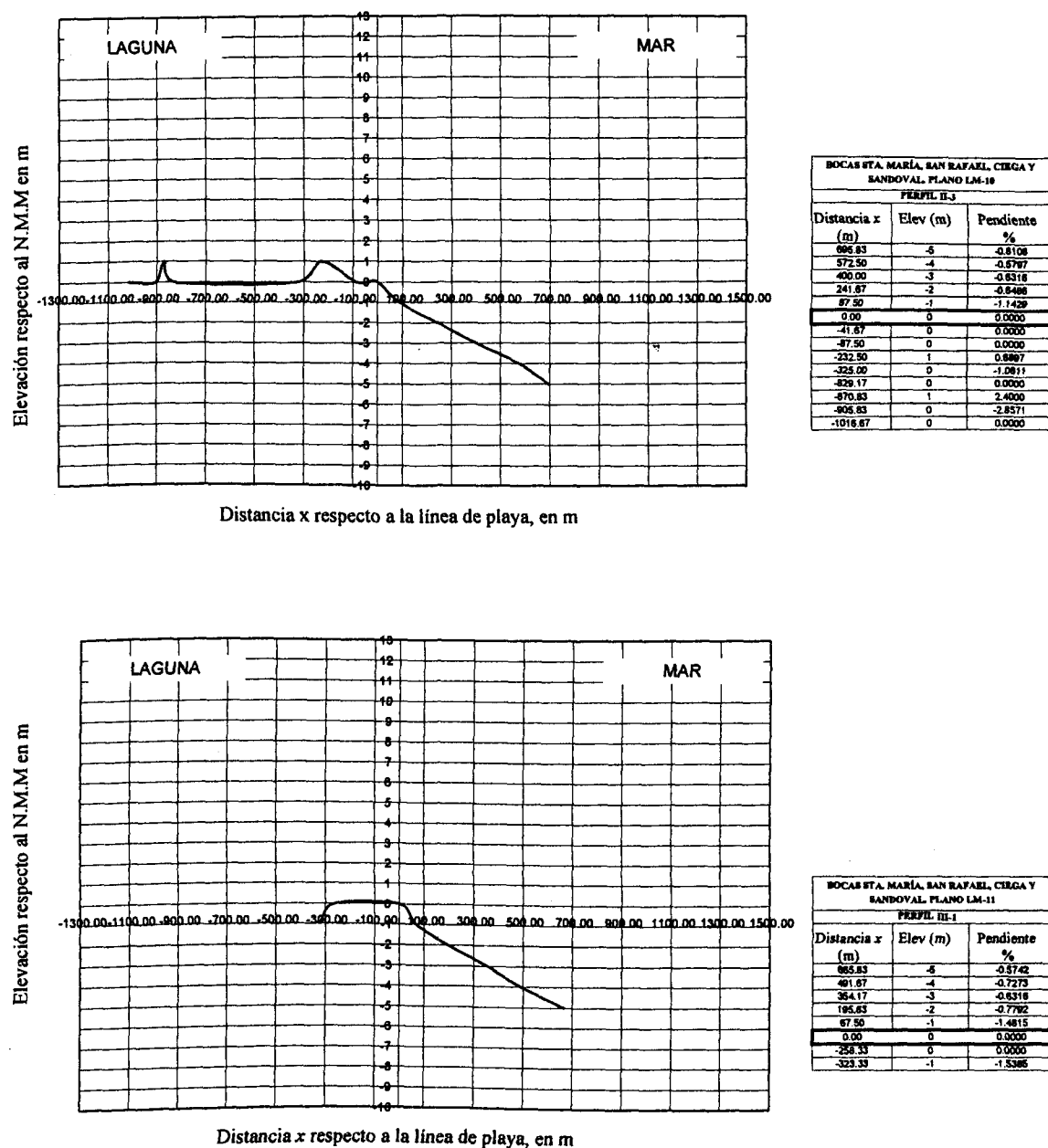


Figura 2.7 Perfiles transversales de playa en la zona de las Bocas Santa María, San Rafael, Ciega y Sandoval

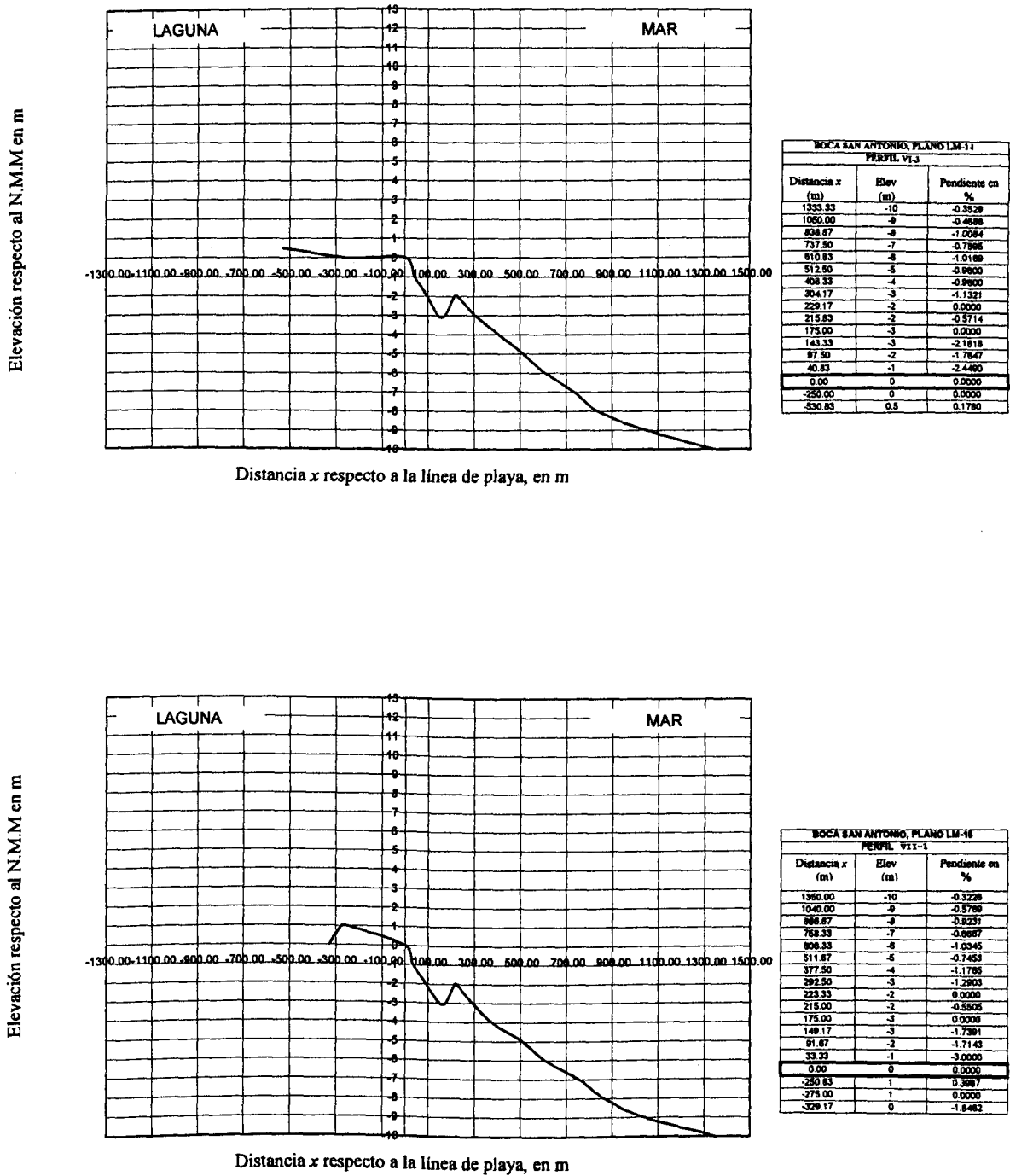


Figura 2.8 Perfiles transversales de playa en la zona de Boca de San Antonio.

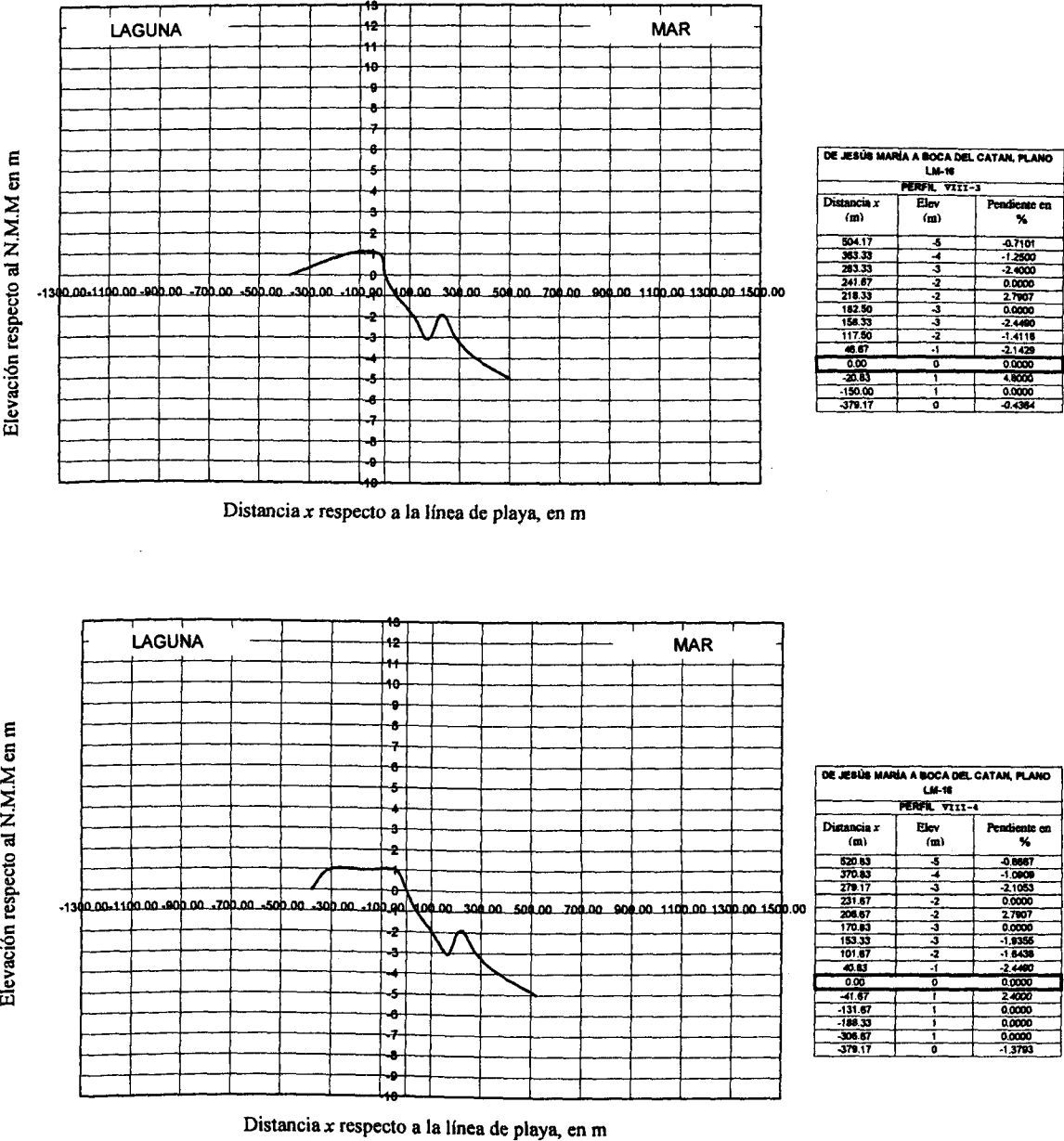


Figura 2.9 Perfiles transversales de playa en la zona de Jesús María a Boca de Catán

Tabla 2.1. Datos Hidrometeorológicos del Río San Fernando. CNA.

C O N C E P T O	D A T O
<i>Tipo de corriente</i>	<i>Permanente</i>
Arena drenada	14 797 km ²
Volumen medio anual escurrido	705.81 mill-m ³
Volumen máximo anual escurrido	4678.03 mill-m ³
Volumen mínimo anual escurrido	179.04 mill-m ³
Gasto máximo observado	1718 m ³ /s
Gasto mínimo observado	
Precipitación máxima anual	1 454mm (1933)
Precipitación mínima anual	345.5mm (1974)
Precipitación medio anual	658.76 mm
Evaporación máxima anual	2295 mm
Evaporación mínima anual	15558 mm
Evaporación media anual	1 907.9 mm
Temperatura media mensual alta	29.22°C
Temperatura media mensual baja	16.14C
Temperatura media anual	23.61°C

2.2.7. Vientos y huracanes

De la información local registrada en estaciones meteorológicas de las ciudades de Matamoros y San Fernando, se determinó el siguiente régimen de vientos.

- Viento reinante anual
 - Dirección: este-sureste
 - Velocidad media , 8 m/s
- Viento Dominante
 - Dirección: este-suoreste
 - Velocidad media , 26.5 m/s
- Vientos huracanados

- Velocidad máxima registrada 41.2 *m/s*

Por lo que respecto a los huracanes, la zona de estudio se encuentra justo sobre una de las trayectorias típicas de las que ocurren en el Golfo de México y en el Caribe durante el periodo anual correspondiente a los meses de junio a noviembre, Rosengaus (1998). De estos huracanes el 35% del total que afecta la zona, ocurren en el mes de septiembre, el 31% en el mes de agosto, el 15% en julio, el 14% en octubre y el 5% en junio.

Los huracanes de mayor efecto sobre la Laguna Madre en los últimos 40 años han sido: El huracán Carla en septiembre de 1961, el Inés en octubre de 1966 y el Gilberto en septiembre de 1988.

Las características generales de estos huracanes son; el primero y el tercero los más violentos, el segundo y el tercero incidieron sobre el litoral de la zona.

Para los dos primeros huracanes, las características de las olas determinadas por CIFSA (1967) mediante métodos de predicción, están presentados en la tabla 2.2

Por lo que respecta a la sobreelevación por tormenta también determinada por CIFSA (1967) es; para el huracán Carla 1.0 m, y para el Inés 1.5 m.

Datos comparativos de sobreelavación reportados por el CERC (1984) cit., para playas en las costas del Golfo de México, Atlántico Norte y del Pacífico en los Estados Unidos, están comprendidos entre 0.3 m a 4.9 m. Por otra parte, Bennett y Patrick (2000), reportan la máxima sobreelevación registrada en la costa sur de Texas el valor de 4.16 m para el huracán Allen en 1980. En este mismo documento, se reporta que el tiempo de acción del oleaje huracanado que produjeron cambios de perfiles de playa por la erosión causada, se encuentran en el rango de 25 a 60 horas.

Respecto a las mareas astronómicas, los planos de marea registrados en las estaciones más próximas; al norte de Matamoros están indicados en la tabla 2.3.

Tabla 2.2 Oleaje de Huracanes Carla e Ines. CIFSA (1967)

Huracán Carla		Huracán Inés	
Altura de ola (m)	Periodo de ola (s)	Altura de ola (m)	Periodo de ola (s)
0.60	9.2	0.58	8.1
2.26	11.5	1.71	11.5
2.84	12.4	3.45	13.8
5.64	10.8	7.44	16.4
4.33	11.7	7.02	11.5
2.38	9.6	5.95	13.8
3.54	8.5	11.90	15.0
0.60	9.6	8.54	13.8
1.84	11.9	1.42	12.3
3.39	12.2	2.60	13.4
4.48	11.8	2.92	12.7
2.14	12.0	1.95	10.1
3.42	9.0	2.84	10.0
3.81	8.3	4.58	9.9
		2.94	11.1
		2.81	13.1

Tabla 2.3 Planos de marea. Instituto de Geofísica (1998)

Planos	Estación Matamoros
Pleamar máxima registrada	0.633m
Nivel de pleamar media	0.183 m
Nivel medio del mar	0.00
Nivel de media marea	- 0.037 m
Nivel de bajamar media	-0.258
Bajamar mínima registrada	-0.738

2.2.8. Hidrodinámica

El movimiento de la masa de agua de la Laguna Madre está determinada por la influencia de los escurrimientos superficiales, evaporación, mareas astronómicas y vientos asociados a la batimetría.

La magnitud de los escurrimientos y la evaporación se refleja en el patrón de flujo en la descarga de éstos y toda la laguna, combinada con el flujo y reflujo de la marea relacionados con el prisma de marea, las corrientes, sobrelevación y abatimiento del nivel de agua, además del oleaje generado por el viento, principalmente los de régimen temporal incluyendo los ciclones.

CAPITULO 3

PLANTEAMIENTO CONCEPTUAL DEL PROBLEMA

3.1 INTRODUCCION

En el marco de referencia descrito en los capítulos anteriores, se ha establecido la importancia que representa el comportamiento morfodinámico de las unidades morfológicas del sistema lagunar, y entre ellas las barreras litorales de baja altura, en respuesta a la incidencia de tormentas, nortes y huracanes, a través de la sobre elevación del nivel del mar y rebase del oleaje generado.

Este tipo de barreras, pierden frecuentemente áreas importantes, situación a la que no escapa la barrera litoral de la Laguna Madre de Tamaulipas, donde la cadena continua de islotes situados a lo largo de toda la orilla interior, lado de la laguna, es prueba fehaciente del depósito de sedimentos marinos que durante mucho tiempo los factores mecánicos de origen oceanográfico y meteorológico se han encargado de transportar desde la barrera.

Estos depósitos o bajos de arena, se considera en el presente, que son los que contribuyen significativamente al proceso de disminución de profundidades y área de la laguna, debido a que los principales ríos que descargan en ella son controlados mediante presas; sin embargo, hasta ahora no se han realizado trabajos para evaluar el volumen de estos depósitos, menos aún para predecir donde y como pueden ocurrir cambios en la barrera.

Afortunadamente en la barrera litoral de la Laguna Madre, no existen edificaciones o infraestructura de carácter permanente que pudieran representar obstáculos adicionales que incrementaran la vulnerabilidad de la barrera bajo la acción de tormentas. Sin embargo, la cadena de dunas que forman la línea de defensa de la barrera son en la mayor parte de alturas pequeñas, de 1 a 3 m., normalmente activas, asociadas al intenso

transporte eólico. Hay otras zonas donde la altura de las dunas son de hasta 12m. y prácticamente estabilizadas con raquíta vegetación. A lo largo de toda la barrera y entre dunas, se distinguen depresiones o bermas de tormenta que constituyen pruebas de recientes y antiguas roturas de la barrera, sitios éstos, que son los más sensibles y de mayor impacto del rebase de oleaje.

Para cuantificar el volumen de sedimento aportado por la barrera durante el proceso de rebase de oleaje, existen métodos de campo, teóricos y experimentales que serán analizados más adelante, y en su caso, hacer las adaptaciones necesarias o ejecutar el desarrollo de uno en particular a partir del comportamiento de los diferentes parámetros de los agentes y factores involucrados en el entorno de la barrera litoral de la Laguna Madre, que su aplicación reporte confiabilidad, rapidez y economía.

3.2 PROCESOS DE EROSION

3.2.1 Niveles de erosión

Como anteriormente se mencionó, los factores que presentan un rol importante en la evolución morfodinámica de las barreras litorales, es el rebase de oleaje y la erosión, que tanto Morang (1995), De Vriend (1996) y Thornton, et al., (2000), lo ubican en una escala de espacio-tiempo como un proceso de pequeña escala o de corto plazo. La erosión en sucesivas etapas depende, por un lado de la sobre elevación del nivel del mar y del oleaje generado por los vientos y por otro de la elevación de la duna o berma de tormenta en su caso; estas etapas se han referenciado a cuatro niveles de impacto, Sallenger et al (1999).

El primer nivel, llamado *régimen de lamido de la ola*, ocurre cuando el ascenso de la ola (run up) durante la tormenta sólo actúa en el estrán, figura 3.1a, la playa es erosionada y la arena es almacenada detrás de la zona de rompientes, sin embargo, semanas o meses posteriores la arena es retornada a su posición original.

El segundo nivel, llamado *régimen de colisión*, se identifica cuando el ascenso de la ola rebasa el nivel de la base de la duna, figura 3.1b, la erosiona y la retrae; la arena es transportada a lo largo de la playa, mientras que la duna no se recupera después de la tormenta.

El tercer nivel, denominado *régimen de rebase de oleaje*, se presenta cuando el ascenso de la ola rebasa la parte superior de la berma de tormenta o en su caso la duna existente, figura 3.1c, en este caso el flujo generado transporta el sedimento hacia la laguna para formar depósitos.

El cuarto nivel, llamado *régimen de inundación*, ocurre cuando la sobre elevación del nivel del mar, por tormenta, sumerge completamente la berma de tormenta o duna en su caso, figura 3.1d; este nivel se alcanza después de pasar por los tres primeros. En este último nivel, el flujo generado es por gradiente hidráulico y oleaje, el cual transporta sedimento hacia la laguna en mayor cantidad que en el nivel anterior, además de que produce roturas de la berma, semejantes a las mencionadas en el apartado 1.4.5.4.

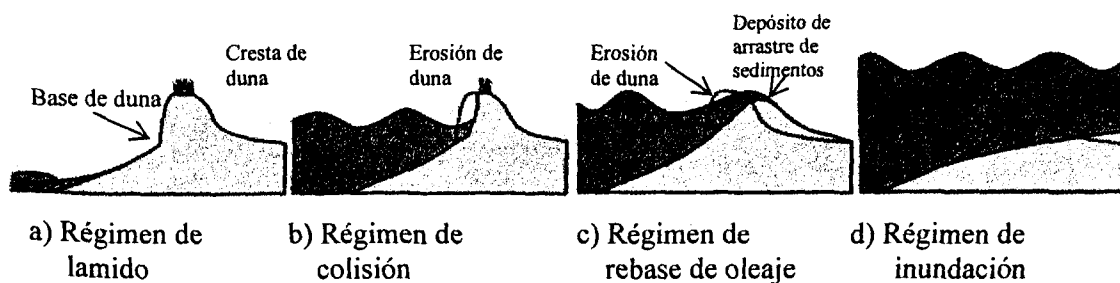


Figura 3.1 Niveles de impacto. Sallenger et al (1999)

3.2.2 Zonas de vulnerabilidad en la barrera de la Laguna Madre

La figura 3.2 es un ejemplo que muestra la distribución de elevaciones de la cadena de dunas (defensas de la playa) y las zonas de bermas de tormenta (área donde no existen dunas). Estas elevaciones están relacionadas con la vulnerabilidad de la barrera, relativa a la erosión por tormenta. Por supuesto, las zonas de menor elevación son más propensas a la ocurrencia del cuarto nivel de impacto, indicado en la figura 3.1, en el que se sitúa el objetivo del presente trabajo y donde la evidencia se manifiesta en los rasgos de numerosas roturas, algunas efímeras y otras de mayor duración e inestables como se indica en el apartado 2.2.2.4.

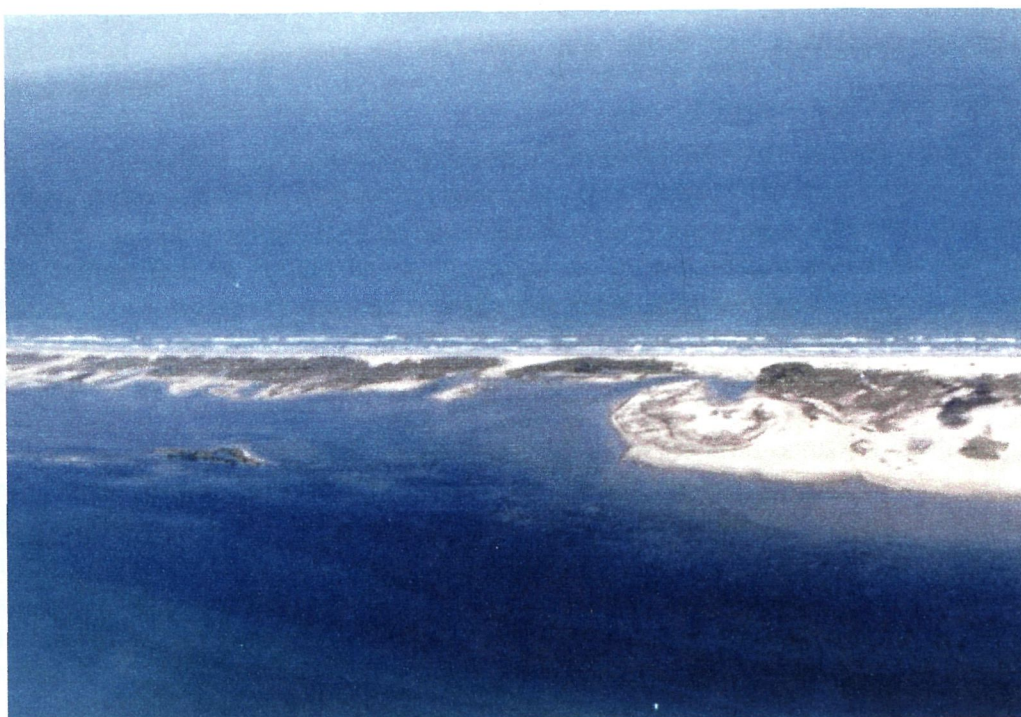


Figura 3.2 Zona de alta frecuencia de arrastre de sedimentos por rebase del oleaje durante huracanes.

3.3 FENOMENOS ASOCIADOS.

El proceso de rebase de oleaje y erosión sobre bermas de tormenta, se asocia a los fenómenos o agentes naturales que actúan directamente sobre el flujo de agua generado y las fronteras en las que ocurre; los primeros factores integran el grupo de factores hidrodinámicos y los segundos, el grupo de factores morfológicos, ambos se caracterizan por parámetros o variables que deben ser analizados espacial y temporalmente.

Los hidrodinámicos corresponden a la sobre elevación del nivel del mar denominados *corrientes por gradiente hidráulico*, *corrientes por oleaje*, y las *corrientes por viento*; mientras que los morfológicos se resumen en el transporte de sedimentos transversal a la barrera que se refleja en la variación de profundidades y formas del fondo marino. Estas modificaciones se manifiestan en la distribución de alturas, periodos, orientación de las olas, perfil del nivel del mar, zona de rompientes de oleaje y su movimiento particular.

Justamente en la zona de rompientes, donde el material constitutivo de la playa entra en mayor actividad, tiene dos componentes fundamentales en su desplazamiento, a lo largo de la playa y perpendicular a ésta, cuya magnitud es función de la energía del oleaje y la oblicuidad con que éste llega a la costa, generando las corrientes litorales, que se ven alteradas por las corrientes de gradiente hidráulico, a la que se superpone la acción de la marea astronómica y los vientos locales.

El sistema oleaje - corrientes – playa, se vuelve interdependiente, de tal forma que un cierto perfil de playa que puede ser reflectivo o disipativo respecto al oleaje, la forma de rompiente de éste es diferente, ver sección 1.4.5.4, de igual manera cambia el modelo de distribución de corrientes.

Una playa integrada de material arenoso, como es el caso de la barrera litoral de la Laguna Madre, sometida a un clima de oleaje normal, temporalmente presenta una mayor área seca, donde la acción del viento arrastra alternativamente la arena hacia lo alto de barrera para formar dunas, y después hacia el mar, de modo que el balance de este movimiento representa a escala de largo plazo tendencia de crecimiento o de reducción de la barrera, que puede ser incrementada por la presencia de acontecimientos extremos de corta duración, como son los nortes y huracanes.

El perfil de la playa húmeda, para condiciones permanentes de oleaje, es modelado con tendencia al establecimiento de un perfil de equilibrio, pero por la presencia de los mencionados acontecimientos es también alterado. En este proceso, la arena es arrastrada en dirección mar adentro, atrás de la zona de rompiente, donde se deposita en forma de barra, después parte de esta arena, vuelve a lo alto de la playa por la acción de oleaje más moderado. Lepetit (1972).

El resultado de la variación del perfil en lo alto de la playa, durante el ascenso del nivel del mar por la acción de la tormenta y el comportamiento específico del oleaje más la acción del viento local, fue esquematizado en la sección anterior. Cabe mencionar que el flujo hacia la barrera, los procesos de suspensión y transporte de sedimento en la zona del estrán, son identificados como áreas prioritarias de investigación, Thornton, et. al. (2000).

CAPITULO 4

ESTADO DEL ARTE

4.1 INTRODUCCION

Para abordar la problemática del proceso de erosión de una berma de tormenta por rebase de oleaje, se requiere revisar la literatura de los siguientes temas fundamentales:

- a.-Proceso de rompimiento del oleaje en profundidades pequeñas.
- b.-Desarrollo de capas límites turbulentas por oleaje rompiente, su estructura horizontal y vertical.
- c.-Distribución horizontal y vertical del flujo provocado por olas rompientes
- d.-Efecto del viento sobre el rompimiento del oleaje.
- e.-Superposición de corrientes por oleaje y por gradiente hidráulico más la influencia de vientos
- f.-Transporte de sedimentos por el fondo y en suspensión, bajo la combinación de corrientes inducidas por oleaje rompiente, gradientes hidráulicos y vientos.
- g.-Cuantificación del volumen de sedimento arrastrado por las corrientes derivado de la combinación de oleaje, corrientes y viento.

Como el interés del presente trabajo se centra en el establecimiento de una relación funcional de parámetros del flujo derivado de la acción conjunta del oleaje, corrientes de gradiente hidráulico y viento sobre una barrera litoral, que contribuya a la obtención del volumen de sedimento transportado hacia la laguna, son entonces, los tres últimos apartados los que se abordarán con mayor atención, mientras que, los tres primeros serán de referencia.

4.2 OLAS DE SUPERFICIE

4.2.1. Generación de olas por tormenta.

El viento al soplar sobre la superficie del mar, provoca variaciones temporales y espaciales de elevación de esta superficie. El tamaño y frecuencia de estos sucesos depende de la energía transferida por el viento.

La no uniformidad de las características de estas ondulaciones altura periodo, velocidad y dirección de propagación, constituyen un espectro de olas del mar como un proceso aleatorio.

Las condiciones de las olas generadas y desarrolladas por los vientos huracanados, llamadas *olas de viento*, han tenido dificultad para su estudio debido a la insuficiencia de alta calidad de los mismos, Vincent (1996); sin embargo, en la bibliografía se registran numerosos estudios del tema, tales como Sverdup and Munk que introdujeron su método de predicción de oleaje (S-M), como punto de partida para el desarrollo de otros más sofisticados por ellos mismos y otros investigadores.

Bretschneider (1969), refiere que son dos las aproximaciones empleadas para la predicción de olas generadas por viento, la empírica y la estadística.

La primera, prácticamente en el olvido, está constituida por fórmulas empíricas que relacionan las características de una ola regular con las del viento, sustentadas en observaciones de campo, entre las que se encuentran las correspondientes al método S-M y las deducidas por Iribarren (1954).

La segunda aproximación, tiene como base la aplicación de series de Taylor y series de tiempo a datos de mediciones de oleaje real, y la introducción del concepto de *espectro de energía de oleaje* como herramienta básica para describir la irregularidad del oleaje bajo el punto de vista espectral y estadístico. Los métodos que destacan en esta aproximación son; los de Sverdup - Munk - Bretschneider, (M-B-S) y el de Pierson - Newman James, (P-N-J), que usan datos de viento y una función espectral simple; siguieron otros más complejos como es el de Pierson, Moskowitz, Kitaigorodski y el de espectro Jonswap, todos ellos relacionados con la *ola significativa*, que es una ola simple representativa de un estado particular del mar, con características de alturas y periodos significantes cuyos

valores son iguales al promedio de las alturas o periodos, según el caso, del tercio superior en un grupo de olas.

Actualmente, los trabajos que se realizan en torno a mejorar los métodos de predicción de oleaje por viento huracanado en alta mar, hacen intervenir datos de mejor calidad de parámetros correspondientes a factores meteorológicos involucrados para diferentes condiciones del estado del tiempo, por ejemplo; velocidad del viento y velocidad de desplazamiento del huracán, gradientes de presión barométrica y su relación con la topografía de la costa (golfos e islas), Gouloumis (1996), Rossow (1998), Vincent and Jensen (1996).

4.2.2. GENERALIDADES DE LA PROPAGACION DE LAS OLAS

Las olas de viento que abandonan la zona de generación (este trabajo se refiere únicamente a las generadas por viento) se propagan hacia la costa disminuyendo gradualmente su altura con la distancia por dispersión de su energía, estas olas son denominadas *olas distantes*. Tanto las olas de viento como las olas distantes pueden sufrir en aguas profundas, una primera deformación por la presencia de islas o cabos, que es la *difracción*. Conforme las olas se acercan a la costa y la profundidad disminuye, estas se refractan por influencia de la batimetría para profundidades menores a la mitad de la longitud de la ola, esta región es llamada *zona de aguas intermedias*; es claro también que las olas generadas por viento en esta zona son afectadas por la profundidad en su desarrollo. La refracción del oleaje consiste en el cambio de la altura, velocidad de propagación y dirección del mismo. Si el fondo es de pendiente uniforme y únicamente influye en la reducción de la altura de la ola y la velocidad de propagación, este cambio es llamado *efecto de fondo*. Por otra parte, si el fondo marino es de profundidad constante o ligeramente inclinado pero menor a la mitad de la longitud de la ola, éste presenta un efecto de fricción sobre la ola que consiste también en la reducción de la altura y velocidad de propagación llamado *atenuación del oleaje*. En la propagación del oleaje, en la zona de aguas poco profundas, y por la presencia de montículos o estructuras como rompeolas, éste puede sufrir otra deformación por difracción.

Para la estimación de la transformación de las olas por refracción, difracción y atenuación se ha introducido el concepto de la *ola equivalente en aguas profundas*, que es una ola hipotética con el mismo periodo de una ola en aguas profundas pero de altura ajustada, Goda (1985).

En el curso de propagación del oleaje en una zona de profundidades muy pequeñas, llamada *zona de aguas poco profundas*, y en particular cuando la profundidad es un poco mayor que la altura de la ola, ésta rompe y disipa su energía, ésta es la deformación de la ola por *rompimiento o rompiente*.

Durante la propagación del oleaje en aguas intermedias, éste puede ser interferido por un obstáculo u obra que obliga a las olas incidentales a devolverlas o reflejarlas en la misma dirección o en otra con ángulo igual al de llegada, además la altura de la ola se modifica en función de las olas características del talud de la obra u obstáculo. Esta deformación se denomina *reflexión* y causa agitación frente al obstáculo además de cambios en la altura de la ola

4.3. TEORIAS DE LAS OLAS.

Las olas sobre la superficie de aguas procedentes de aguas profundas (cuando la profundidad es mayor que la mitad de la longitud de la ola) se desplazan hacia la costa y se comportan como olas oscilatorias progresivas (estas olas permanecen idénticas para un observador viajando a la misma velocidad y en la misma dirección que la ola) hasta la zona de aguas poco profundas (cuando la profundidad es menor que la mitad de la longitud de la ola), comportándose aquí como olas de translación cuyo movimiento involucra un importante transporte de masa; situación contraria para el oleaje de tipo oscilatorio.

El estudio de las olas de superficie generalmente se sustenta en teorías que se clasifican en dos grandes familias, Le Méhauté (1976); las *teorías de las olas de amplitud pequeña* y las *teorías de olas largas*, que generalmente son tratadas en el sistema Euleriano e incluyen tres incógnitas: la elevación de la superficie libre del agua, la presión y la velocidad de las partículas fluidas. El método de solución depende de los efectos no lineales, en consecuencia, de las simplificaciones establecidas que conducen a tres aproximaciones matemáticas: linealización, serie de potencias y métodos numéricos. Los

métodos estadísticos también son usados para describir la complejidad del estado del mar o generación de olas por la acción del viento.

La familia de las teorías de amplitud pequeña, comprende la *teoría linealizada* para olas de amplitud finita y la primera categoría de series de potencia. La familia de olas largas comprende métodos numéricos para solución de condiciones *no lineales*. Ambas teorías presentan también variación y combinación entre ellas.

4.3.1 Teoría de las olas de amplitud pequeña.

Esta teoría fue desarrollada por Airy en 1845; la característica fundamental radica en que las ecuaciones son lineales y teóricamente exactas cuando el movimiento tiende a cero, aún cuando los términos inerciales convectivos de orden infinitesimal sean tomados en cuenta. El caso más simple de esta teoría establece que las relaciones H/L , H/d y L/d , son pequeñas y los términos inerciales convectivos son despreciables. Aquí H y L son la altura y longitud de la ola, respectivamente, de valores mucho menores que la profundidad del agua d , de ahí el nombre de teorías de olas de amplitud pequeña.

El parámetro H/L , llamado relación de esbeltez, es más significativo en aguas profundas, mientras que el parámetro H/d , denominado altura relativa, lo es en aguas poco profundas; en la zona de profundidades intermedias así como en las otras dos zonas, lo es el parámetro $(H/L) (H/d)^3$.

Esta teoría considera que el movimiento del fluido incomprensible es irrotacional y que la solución matemática como una primera aproximación, permite resolver muchos problemas prácticos donde los errores involucrados no son significativos, mientras que en otros problemas esta teoría no responde adecuadamente, como es en el caso de la zona de aguas poco profundas donde el oleaje rompe.

Ecuación Hidrodinámica.

La solución que plantea esta teoría, se sustenta en las ecuaciones de movimiento y la de continuidad, además de considerar el fluido incomprensible, de densidad uniforme y constante y flujo irrotacional, para el que se define un potencial de velocidades ϕ . Con

estas consideraciones y al integrar las ecuaciones 1.61, dan como resultado la ecuación de Bernoulli, Eagleson (1966), que se expresa como:

$$\underbrace{-\frac{\partial \phi}{\partial t}}_{\text{Términos de inercia local}} + \underbrace{\frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2)}_{\text{Términos de inercia convectiva}} + \underbrace{\frac{p}{\rho}}_{\text{Términos de presión}} + \underbrace{gz}_{\text{Términos de gravedad}} = f(t) \quad 4.1$$

Esta ecuación es la condición hidrodinámica válida en todo el fluido, donde $f(t)$ es una función del tiempo t .

La teoría de olas de amplitud pequeña, considera que todos los movimientos sean muy lentos, tal que la ecuación 4.1 puede ser linealizada, esto es que los términos convectivos (u^2 , v^2 , w^2) son despreciables, por tanto la ecuación 4.1 se reduce a:

$$-\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + gz = f(t) \quad 4.2$$

Referenciando la ecuación 4.2 a la figura 4.1, se establecen las condiciones de frontera siguientes:

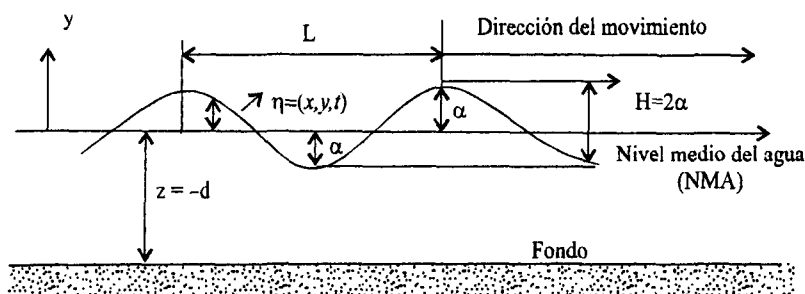


Figura 4.1 Sistema de referencia de una ola de amplitud pequeña

a. El fondo situado a la profundidad $y = -d$ es fijo e impermeable y horizontal, donde la velocidad perpendicular al flujo y a la frontera es cero para cualquier instante; por tanto, de acuerdo a la condición ya establecida de irrotacionalidad, se puede expresar como:

$$w = -\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{Para } y = -d \quad 4.3$$

b. La superficie libre del agua tiene una forma que está dada por la ecuación $y = \eta(x, y, t)$, donde la presión relativa es cero, en consecuencia, la ecuación 4.2 se convierte en:

$$\eta = \frac{1}{g} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) \quad \text{Para } y = \eta \quad 4.4$$

c. Con la consideración de que las olas son suficientemente pequeñas, y la ecuación 4.2 satisface la condición en $y = 0$, se asume que es aproximadamente igual a la ecuación 4.4 que satisface la condición $y = \eta$, por lo tanto se expresa como:

$$\eta = \frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad \text{Para } y = 0 \quad 4.5$$

Ecuación Cinemática

La rapidez de cambio del nivel de la superficie libre del agua $d\eta/dt$ en un flujo irrotacional, donde $u = -\partial\phi/\partial x$, $v = -\partial\phi/\partial y$, $w = -\partial\phi/\partial z$, resulta ser igual a:

$$w = \frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial \phi}{\partial y} = -\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad \text{Para } y = \eta \quad 4.6$$

Esta es una ecuación no lineal que representa la *condición cinemática* en la superficie libre del agua.

Función Potencial.

Si en la ecuación 4.6, se desprecian los términos convectivos, resulta el valor aproximado de:

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial \phi}{\partial y} = -\frac{\partial \eta}{\partial t} \quad \text{Para } y = 0 \quad 4.7$$

de modo que al derivar la ecuación 4.5 respecto al tiempo y sustituyendo este último valor de $d\eta/dt$, resulta que:

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \quad \text{Para } y = 0 \quad 4.8$$

ésta es llamada ecuación de *Cauchy – Poisson* en la superficie libre del agua, que es una ecuación diferencial parcial, lineal y homogénea de segundo orden, cuya solución por el método de variables separables para el caso de una ola bidimensional y después de

satisfacer las condiciones de frontera establecidas, conduce a la función potencial de la forma:

$$\phi = \frac{a \cdot g \cosh k(d+y)}{\sigma \cosh kd} \cos(kx - \sigma t) \quad 4.9$$

donde a es la amplitud de la ola, g la aceleración de la gravedad, $k = 2\pi/L$ (número de olas), $\sigma = 2\pi / T$ (frecuencia angular de la ola), d la profundidad, t el tiempo, x, z coordenadas del sistema de referencia mostrado en la figura 4.1, y \cosh (una función hiperbólica).

Esta función ϕ , satisface la ecuación de Laplace $\nabla^2 \phi = 0$, en un flujo potencial ó irrotacional, de ahí que la teoría de solución de esta ecuación es llamada *teoría potencial*, Kreyszig (1964). Las funciones que tienen derivadas continuas de segundo orden y satisfacen la ecuación de Laplace, son llamadas *funciones armónicas*; por tanto ϕ , ecuación 4.9, es una solución armónica y es la función potencial de velocidades de una ola progresiva (periódica) en x y t .

Ecuación de la superficie libre.

Después de conocer ϕ y de sustituirla en la ecuación 4.5, se obtiene la ecuación de la superficie libre dada por:

$$\eta = \frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} = a \sin(kx - \sigma t) \quad 4.10$$

De acuerdo a la forma constante de la ola progresiva antes establecida, $(kx - \sigma t)$ es constante, derivándose de aquí la velocidad de desplazamiento de la ola y del observador llamada celeridad de la ola e igual a:

$$C = \frac{dx}{dt} = \frac{\sigma}{k} = \frac{L}{T} \quad 4.11$$

Celeridad y longitud de ola

Combinando las ecuaciones 4.3, 4.5, 4.7, 4.9 y 4.11 resulta que:

$$C = \frac{L}{T} = \left(\frac{gL}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{L} \right)^{1/2} \quad 4.12$$

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{L} \quad 4.13$$

En estas últimas ecuaciones, se observa que la celeridad y longitud de la ola cambian con la variación gradual de la profundidad, mientras que el periodo permanece constante. Esta constancia del periodo se demuestra, al considerar que para un tren armónico siempre de n olas al pasar por una región de profundidad d_1 , en un tiempo Δt , es el mismo que pasa en otra región de profundidad d_2 en el mismo tiempo, Eagleson (1966).

La relación d/L que aparece en las ecuaciones 4.9, 4.12, y 4.13 gobernadas por funciones hiperbólicas, permite establecer de manera aproximada, tres regiones; cuando d/L es grande, la $\tanh 2\pi d/L \rightarrow 1$ y cuando d/L es pequeño la $\tanh 2\pi d/L \rightarrow 2\pi d/L$. Para fines prácticos se establece que en la región donde $d/L > 1/2$, llamada *zona de aguas profundas*, la $\tanh 2\pi d/L \approx 1$ y por lo tanto:

$$C = C_0 = \frac{g}{2\pi} T \quad 4.14$$

$$L = L_0 = \frac{g}{2\pi} T^2 \quad 4.15$$

donde la celeridad y la longitud de la ola se identifican con el subíndice cero.

Para la región donde $d/L < 1/20$, identificada como *zona de aguas poco profundas* la $\tanh 2\pi d/L \approx 2\pi d/L$ y en consecuencia:

$$C = (gd)^{1/2} \quad 4.16$$

$$L = T (gd)^{1/2} \quad 4.17$$

La región comprendida entre las dos anteriores es denominada *zona de aguas intermedias*, donde $1/20 < d/L < 1/2$ y los valores de C y L se obtienen con las ecuaciones 4.12 y 4.13.

Campo de velocidades.

Las componentes de la velocidad total de una partícula del fluido no viscoso (flujo potencial) en una ola progresiva de amplitud pequeña (el perfil de la ola se desplaza), se pueden obtener de las condiciones de irrotacionalidad $u = -\partial\phi/\partial x$ y $v = -\partial\phi/\partial y$, donde u es la componente de la velocidad en dirección x y v en la dirección y .

Al aplicar en éstas condiciones el potencial ϕ de la ecuación 4.9, resulta:

$$u = \frac{a g k}{\sigma} \frac{\cos k(d+y)}{\cosh kd} \sin(kx - \sigma t) \quad 4.18$$

$$v = -\frac{a g k}{\sigma} \frac{\sinh k(d+y)}{\cosh kd} \cos(kx - \sigma t) \quad 4.19$$

De ambas ecuaciones 4.18 y 4.19, se calculan las velocidades u y v a diferentes profundidades y con disminución exponencial (por las funciones hiperbólicas presentes) hasta un valor prácticamente nulo cuando $y > -L/2$, que corresponde a la zona de aguas profundas, donde los valores de u y v son dados por:

$$u = a\sigma e^{ky} \sin(kx - \sigma t) \quad 4.20$$

$$v = -a\sigma e^{ky} \cos(kx - \sigma t) \quad 4.21$$

Para la zona de aguas poco profundas, $y < -L/20$, u y v se expresan como:

$$u = \frac{a\sigma}{kd} \sin(kx - \sigma t) \quad 4.22$$

$$v = -a\sigma \left(1 + \frac{y}{d}\right) \cos(kx - \sigma t) \quad 4.23$$

Para la zona intermedia $-L/2 > y > -L/20$, se satisfacen las ecuaciones 4.18 y 4.19.

Del análisis de las ecuaciones 4.19 a la 4.23, se puede establecer que las velocidades u y v , en aguas profundas, dependen únicamente de la profundidad del punto de observación y . Para aguas intermedias las funciones circulares e hiperbólicas tienen un valor significativo. Para el caso de aguas poco profundas la velocidad u es independiente de y (ésta velocidad es la misma en la superficie y en el fondo); mientras que la velocidad v decrece linealmente con y hasta un valor cero cuando $y = -d$.

Trayectorias de las partículas.

Es claro que la posición original de una partícula fluida sobre la vertical ocupa la posición x_0, y_0 , y en un instante cualquiera cuando ésta se encuentra en movimiento, se habrá desplazado horizontalmente una distancia $\xi = \int u \, dt$ y verticalmente $\varepsilon = \int v \, dt$.

Puesto que para olas de amplitud pequeña, los movimientos se han considerado pequeños, entonces los desplazamientos ξ y ε son pequeños, por tanto se puede asumir que las velocidades en un punto con coordenadas medias (x_0, y_0) es el mismo en el punto $(x_0 + \xi, y_0 + \varepsilon)$, consecuentemente u y v al ser integradas con respecto al tiempo y utilizando las ecuaciones 4.18 a la 4.23 se tiene:

Para aguas profundas:

$$\xi = ae^{ky_0} \cos(kx_0 - \sigma t) \quad 4.24$$

$$\varepsilon = ae^{ky_0} \sin(kx_0 - \sigma t) \quad 4.25$$

Para aguas intermedias:

$$\xi = a \frac{\cosh k(y_0 + d)}{\cosh kd} \cos(kx_0 - \sigma t) \quad 4.26$$

$$\varepsilon = a \frac{\sinh k(y_0 + d)}{\cosh kd} \sin(kx_0 - \sigma t) \quad 4.27$$

Para aguas poco profundas:

$$\xi = \frac{a}{kd} \cos(kx_0 - \sigma t) \quad 4.28$$

$$\varepsilon = a \left(1 + \frac{y}{d}\right) \sin(kx_0 - \sigma t) \quad 4.29$$

Si la posición de la partícula fluida en un instante dado se ubica por medio de un vector, entonces, la magnitud de éste es dada por:

$$r = (\xi^2 + \varepsilon^2)^{1/2} \quad 4.30$$

Para aguas profundas resulta:

$$r = ae^{ky} \quad 4.31$$

Para aguas intermedias:

$$r = \frac{a}{\cosh kd} \left[\cosh^2 k(y_0 + d) \cos^2(kx_0 - \sigma t) + \sinh^2 k(y_0 + d) \sin^2(kx_0 - \sigma t) \right]^{1/2} \quad 4.32$$

Para aguas poco profundas:

$$r = a \left[\frac{1}{k^2 d^2} \cos^2(kx_0 - \sigma t) + \left(1 + \frac{y_0}{d} \right)^2 \sin^2(kx_0 - \sigma t) \right]^{1/2} \quad 4.33$$

De la ecuación 4.31, se puede observar que la línea ó trayectoria que describe el recorrido de la partícula en aguas profundas es un círculo e independiente del tiempo. En la superficie, donde $y = 0$, r es igual a la amplitud de la ola. Para profundidades mayores, el movimiento se mantiene orbital circular con radio decreciente exponencialmente. Para aguas intermedias, se demuestra que el movimiento orbital es elíptico, ecuación 4.32 donde la longitud del eje mayor es $a \cosh k(y+d)/\sinh kd$, y la longitud del eje menor es $a \sinh k(y+d)/\sinh kd$.

Las trayectorias de las partículas en aguas poco profundas se mantienen elípticas, ecuación 4.33, donde el eje mayor es constante, es decir no cambia con y , de modo que la longitud del eje mayor es a/kd y la longitud del eje menor es $a(1 + y/d)$. Para este último valor se observa que cambia con y , así cuando $y = -d$, entonces el eje menor tiene una longitud cero.

Distribución de presiones.

De la ecuación de Bernoulli linealizada, ecuación 4.2 y usando el potencial de velocidades ϕ , ecuación 4.9, se obtiene el valor de la presión a diferentes profundidades, en aguas intermedias, igual a:

$$\frac{p}{\rho} = \frac{ga \cosh k(d+y)}{\cosh kd} \sin(kx - \sigma t) - gz \quad 4.34$$

o bien, usando el valor de η , ecuación 4.10, se obtiene:

$$p = \gamma \left[\eta \frac{\cosh k(d+y)}{\cosh kd} - y \right] \quad 4.35$$

Para los casos de aguas profundas y aguas poco profundas, con las simplificaciones hechas anteriormente, se llega respectivamente a:

$$\text{Aguas profundas: } p = a\rho g e^{ky} \operatorname{sen}(kx - \sigma t) - \rho g y \quad 4.36$$

$$\text{Aguas poco profundas: } p = a\rho g \operatorname{sen}(kx - \sigma t) - \rho g y \quad 4.37$$

Las ecuaciones 4.35, 4.36 y 4.37, se pueden simplificar a la forma:

$$p = \gamma K \eta - \gamma y \quad 4.38$$

donde γy representan la distribución de la presión hidrostática y $\gamma K y$ la presión dinámica ó desviación de la presión hidrostática producida por la variación vertical de la velocidad en el movimiento orbital.

El parámetro K es conocido como el *factor de respuesta de presión*, que derivando de la ecuación 4.35 toma la forma general siguiente:

$$K = \frac{\cosh k(d + y)}{\cosh kd} \quad 4.39$$

El valor de K , puede ser positivo ó negativo, dependiendo de la fase de la ola, mayor que la unidad cuando $y > 0$ y menor que la unidad cuando $y < 0$; sin embargo, es igual a la unidad cuando $y = 0$.

Cuando $y = \eta = 0$, entonces, $p = 0$, situación única que cumple con la condición establecida para la integración de la ecuación de movimiento para determinar ϕ . Por ésta razón, las ecuaciones de p son válidas en la región donde $y < 0$, de modo que en aguas profundas las desviaciones de la presión decrecen exponencialmente con la profundidad hasta ser nulas cuando $y = -L/2$, a partir de ésta profundidad, la presión es esencialmente hidrostática. Para la zona de aguas poco profundas, las desviaciones de la presión son transmitidas prácticamente sin atenuarse desde la superficie al fondo, debido a que el factor $a\rho g$ es constante. En la zona de aguas intermedias, el comportamiento es combinado entre una transmisión total y un decaimiento exponencial.

Energía de la ola.

La energía total E de una ola progresiva es igual a la suma de las energías potencial y cinética. La energía potencial equivale al trabajo realizado para distorsionar una superficie horizontal del mar en el perfil de una ola, por tanto se relaciona con la elevación de dicho perfil respecto al plano de referencia, por lo que entonces, la energía potencial

total de una ola por unidad de ancho de cresta de ola debida al desplazamiento vertical del fluido en una distancia $y > 0$, respecto al nivel medio del mar es:

$$Ep = \int_0^L \int_0^{\eta} \gamma y \, dx \, dy \quad 4.40$$

La energía cinética total de una ola por unidad de ancho de cresta de ola debida al movimiento del fluido con velocidad total de cada partícula $q^2 = u^2 + v^2$, ($w = 0$) es:

$$Ec = \int_0^L \int_0^{\eta} \frac{\gamma}{2g} (u^2 + v^2) \, dx \, dy \quad 4.41$$

Si en las ecuaciones 4.40 y 4.41, se sustituyen los valores de η , ecuación 4.10, de u y v , ecuaciones 4.22 y 4.23, respectivamente, se obtiene:

$$E = Ep + Ec = \frac{\gamma a^2 L}{2} \quad 4.42$$

que es la *energía total almacenada de una ola por unidad de ancho de cresta*.

Si la ecuación 4.42 se divide por el área de la superficie formada por la longitud de ola y el ancho unitario de la cresta, resulta:

$$\bar{E} = \frac{\gamma a^2}{2} \quad 4.43$$

que es la *energía total media almacenada de la ola por unidad de área de la superficie*, también llamada *densidad de energía media*.

Flujo de energía

El flujo de energía o potencia P , es la rapidez de cambio del trabajo hecho por la ola para pasar de una sección a otra, separadas una distancia L , y es igual a la energía transmitida E_t en la dirección de la propagación de la ola, transversal a un plano vertical durante un ciclo de ola completa, Wiegel (1965), que puede ser expresada como:

$$E_t = P = \frac{1}{T} \int_0^T \int_0^L (p + \rho g y) u \, dt \, dy \quad 4.44$$

En la que p es dada por la ecuación 4.34 y u por la ecuación 4.18. La integración de la ecuación 4.44, resulta ser:

$$E_t = P = \frac{\gamma a^2}{2} C \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kd}{\sinh 2kd} \right) = \frac{nE}{T} \quad 4.45$$

donde:

$$n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kd}{\sinh 2kd} \right) = \frac{C_G}{C} \quad 4.46$$

En aguas profundas $n = 1/2$, y en aguas poco profundas igual a la unidad. E es la energía total almacenada, T el periodo de la ola y C_G la velocidad media de propagación de la energía, Bonnefille (1976), llamada también *velocidad de grupo de olas*, que es inferior a la celeridad C de la ola, e igual a 0.5 en aguas profundas, mientras que en aguas poco profundas es igual a C .

Velocidad de grupo.

Cuando un tren de olas integrado por n olas, figura 4.2, se mueven en la misma dirección y cada una con amplitud diferente, el perfil de la superficie del agua resultante se puede definir de acuerdo a la linealidad de la ecuación de Laplace, como:

$$\eta_T = \sum_n a_n \sin(k_n x - \sigma_n t + \delta_n) \quad 4.47$$

siendo δ_n una fase arbitraria respecto al origen entre varias olas.

Esta ecuación 4.47, adquiere la forma de una serie de olas senoidales de diferentes amplitudes, cuya representación se ilustra en la figura 4.3. En esta figura se observa que la ola envolvente tiene puntos donde $\eta_T = 0$, denominados *puntos nodales*, de modo que entre dos de estos puntos consecutivos, se incluye un grupo de olas individuales. Estos puntos nodales no son estacionarios y se propagan a una velocidad que depende de la velocidad del grupo de olas, de aquí la llamada *velocidad de grupo*, que es equivalente a la velocidad de transmisión de energía, ecuación 4.45.

Propagación de las olas.

Si una ola viaja a lo largo de un canal de forma cualquiera entre frontera hipotética llamada ortogonal, y con fondo de pendiente pequeña, el flujo de energía transmitida entre dos secciones separadas a una distancia Δ en la dirección de la propagación de la ola, se considera constante entre ambas secciones. Si la primera sección de ancho b_o se ubica en aguas profundas y la segunda sección de ancho b en aguas intermedias, entonces, después

de igualar los flujos de energía $Q_{E0} = Q_E$ y de sustituir la relación $C/C_0 = k_0/k = \tanh kd$; $H_0 = 2 a_0$ y $H = 2a$, resulta:

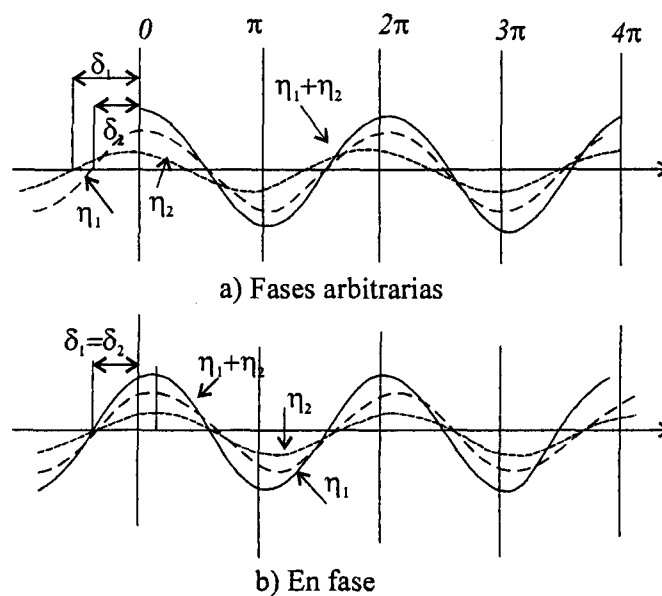


Figura 4.2 Superposición de olas de igual periodo

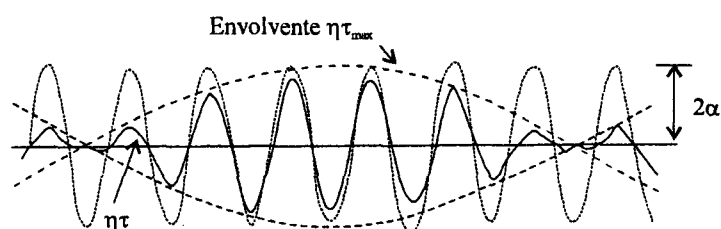


Figura 4.3 Envolvente de un tren de olas de diferentes amplitudes

$$\frac{H}{H_0} = \left(\frac{b_0}{b} \right)^{1/2} \left(\frac{2 \cosh^2 kd}{2kd + \sinh 2kd} \right)^{1/2} = Kr Kf \quad 4.48$$

donde el subíndice “0” indica que las características de las olas se refieren a la zona de aguas profundas, Kr es un coeficiente adimensional llamado *coeficiente de refracción* igual a $(b_0 / b)^{1/2}$ y Kf el *coeficiente de fondo* representado por el segundo factor de la ecuación 4.48 e igual a $(C_0 / 2 C_G)^{1/2}$.

La representación gráfica de la ecuación 4.48, después de considerar que $b = b_0$, para cualquier sección, se muestra en la figura 4.4. En esta figura se observa que la altura de la ola disminuye desde aguas profundas hacia aguas poco profundas, alcanzando el valor mínimo para $d/L_0 = 0.15$ aproximadamente y $H/H_0 = 0.913$. A partir de este punto, para $d/L_0 < 0.15$ la altura de la ola crece continuamente.

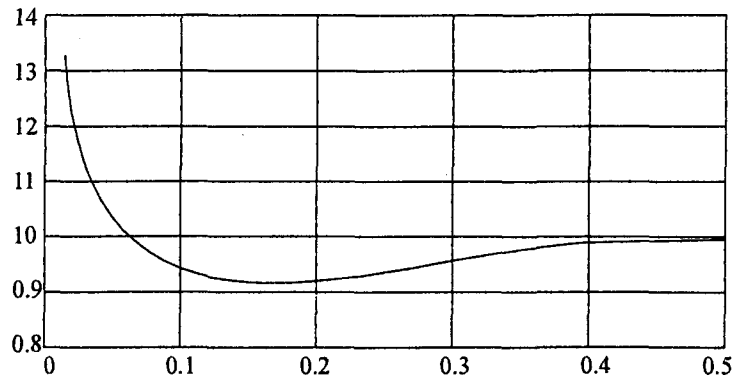


Figura 4.4 Variación de H/H_0 respecto a la profundidad relativa d/L_0 .

Le Méhauté (1976)

Esta variación, en su forma analítica para cuando la condición de energía es constante y haciendo uso de las ecuaciones 4.43 y 4.46, se expresa como:

$$\frac{\partial a}{\partial x} = -\frac{a}{2 C_G} \frac{\partial C_G}{\partial x} \quad 4.49$$

De esta ecuación 4.49, se concluye que si $\partial C_G / \partial x$ es positivo, entonces, $\partial a / \partial x$ es negativo, mientras que, cuando $\partial C_G / \partial x$ es negativo, entonces $\partial a / \partial x$ es positivo.

Disipación de energía de las olas.

Hasta ahora, se ha considerado que el flujo es potencial, por tanto, los esfuerzos cortantes no existen, en consecuencia, tampoco la disipación de energía; sin embargo, el análisis del flujo a través de la conservación de energía expresada por la Primera Ley de la Termodinámica aplicada a una masa en un instante dado, explica que la rapidez de cambio de la energía es producto de la rapidez del intercambio de calor de la masa con sus fronteras y la rapidez de cambio del trabajo realizado por éste. Luego entonces, el trabajo medio Tr es derivado de la presencia de las presiones p y los esfuerzos cortantes τ por unidad de superficie del volumen de la masa fluida. La rapidez de cambio del trabajo también es llamada rapidez de disipación de energía De e igual a:

$$\frac{d Tr}{dt} = \frac{dE}{dt} = -De \quad 4.50$$

Ippen (1966) muestra que para un flujo bidimensional en capa límite laminar, los esfuerzos normales y tangenciales sobre la superficie de una masa elemental de volumen dx, dy, dz , multiplicados por la componente de velocidad en la dirección en que cada esfuerzo es aplicado, dan como resultado la rapidez media de disipación de energía por unidad de tiempo, dada por:

$$De = \frac{1}{L} \int_{-d}^0 \int_0^L \mu \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - 4 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] dx dy \quad 4.51$$

La solución de ésta última ecuación, cerca del fondo y con los valores de las velocidades según las ecuaciones 4.22 y 4.23 resulta:

$$De = \frac{\rho \nu a^2 g^2 k^2}{2 \sigma^2 \cosh^2 kd} \beta \left(1 + 2 \frac{k}{\beta} \sinh 2kd \right) \quad 4.52$$

Aquí

$$\beta = \left(\frac{\sigma}{2 \nu} \right)^{1/2}$$

El primer término de la ecuación 4.52, representa la disipación debida a los esfuerzos cortantes del fondo; mientras que la otra parte representa la disipación interna.

Amortiguamiento de la altura de la ola.

De la ecuación 4.43 y 4.50 se puede escribir que la rapidez media de disipación de energía es:

$$\frac{dE}{dt} = -De = \gamma a \frac{da}{dt} \quad 4.53$$

Con base a la ecuación 4.49 y 4.53, se observa que $a = a(x,t)$, en cuya derivada total se sustituye la ecuación 4.46, y considerando que $dx/dt = C_G$, resulta:

$$\frac{da}{dx} = \frac{-De}{\gamma a C_G} \quad 4.54$$

De la ecuación 4.52 se puede observar que $De \sim a^2$, por lo que la ecuación 4.53 se transforma en:

$$\frac{da}{dx} = \alpha a \quad 4.55$$

La solución de esta ecuación 4.55, para $a = a_0$, cuando $x = 0$ y $t = 0$, resulta:

$$a = a_0 e^{-\alpha x} \quad 4.56$$

siendo:

$$\alpha = \frac{2 \nu k^3}{\sigma} \left[1 + \left(\frac{\sigma}{8 \nu k^2} \right)^{1/2} \csc h 2kd \right] \quad 4.57$$

α es llamada *módulo de amortiguamiento*.

El amortiguamiento de las olas en aguas profundas, se ve afectado principalmente por el primer término del paréntesis de la ecuación 4.57, por lo que esta ecuación se reduce a:

$$\alpha = \frac{4 \nu k^2}{C} \quad 4.58$$

Mientras que para aguas poco profundas, el segundo término de la ecuación 4.57, es más representativo, por tanto:

$$\alpha = \left(\frac{\nu k^4}{2 \sigma n^2} \right)^{1/2} \csc h 2kd \quad 4.59$$

Por otra parte, la forma convencional del esfuerzo cortante en un flujo oscilatorio dentro de la capa límite turbulenta y derivado de la ecuación de Boussinesq puede expresarse como:

$$\tau_f = \frac{\rho f}{8} U_\delta |U_\delta| \quad 4.60$$

donde f , es el coeficiente de fricción de Darcy en términos del esfuerzo cortante máximo; $U_\delta = g a k / \sigma \cos kd$, es la velocidad en el fondo dada por un flujo potencial fuera de la capa límite.

La rapidez de disipación de energía ó rapidez media de cambio del trabajo, en un ciclo de ola de periodo T , también es expresada como:

$$De = \tau_f U_\delta = \frac{1}{T} \int_0^T \rho f U_\delta^2 |U_\delta| dt \quad 4.61$$

Para resolver esta ecuación 4.61, se sustituye el valor de U_δ y se asume que $H = 2a$, el resultado es:

$$De = \frac{4}{3} \rho f \pi^2 \frac{H^3}{\cosh kd} \quad 4.62$$

Le Méhuaté (1976), indica que la altura de la ola H dada por la ecuación 4.48, finalmente es afectada también por la disipación de energía a través del *coeficiente de amortiguamiento* K_a , tal que

$$\frac{H}{H_0} = K_r K_f K_a \quad 4.63$$

donde, $K_a = \left(1 - \frac{8}{\rho g} \int_{-\infty}^{d(x)} De dx \right)$, la cual es resuelta numéricamente sobre una batimetría compleja.

Por otra parte, Dean (1994) establece que el decrecimiento de la ola debido a la fricción del fondo, es:

$$\frac{a}{a_0} = \frac{1}{1 + \frac{f}{6\pi} \frac{a_0 x}{d^2}} \quad 4.64$$

donde el factor de fricción f , según Kamphuis, para un número de Reynolds alto vale:

$$f \approx 0.1 \left(\frac{de}{\xi_f} \right)^{3/4} \quad \text{para} \quad de/\xi_f > 0.02 \quad 4.65$$

y

$$\frac{1}{2\sqrt{f}} + \ln \frac{1}{2\sqrt{f}} = -0.35 - \frac{4}{3} \ln \frac{de}{\xi_f} \quad \text{Para} \quad de/\xi_f < 0.02 \quad 4.66$$

Aquí, d_e es el diámetro equivalente de la arena e igual a $2 d_{90}$, siendo d_{90} el diámetro de la arena correspondiente al 90% de arena fina, ξ_f es el desplazamiento horizontal de la partícula fluida en el fondo determinado por $a/\sinh kd$.

4.3.2 TEORÍA DE LAS OLAS DE AMPLITUD FINITA.

Semánticamente las frases *amplitud pequeña* y *amplitud finita* no proporcionan una diferencia estricta, razón por la cual, muchas veces se encuentra en la literatura que la teoría de oleaje de amplitud finita se considera como parte de la familia de teorías de olas de amplitud pequeña. Otros autores simplemente las separan como teoría lineal para la de olas de amplitud pequeña y teoría no lineal para la de amplitud finita. Esta última comprende varias soluciones, tales como la de Gerstner, de Stokes, Cnoidal, Solitaria, de Olas Largas, de Eckart, Barkhoff y de Boussinesq. Es claro que la validez de estas teorías, depende de las condiciones iniciales y de frontera establecidas en la solución de las ecuaciones básicas que gobiernan el movimiento del flujo. A diferencia de la teoría de olas de amplitud pequeña, los términos de segundo y mayor orden son considerados importantes y los parámetros H/d y H/L adquieren mayor relevancia en la teoría de amplitud finita.

Solución de Gerstner.

Esta teoría es la primera que se relaciona con la de olas de amplitud finita. Se desarrolló para aguas profundas, Bonnefille (1976), y se sustenta en las siguientes condiciones iniciales:

- El fluido es ideal, homogéneo e incompresible.
- La forma de la superficie libre es una *trocoide*; de modo que la posición de una partícula cualquiera de coordenadas x , y es función del tiempo y de las

coordenadas x_0 , y_0 (posición media) o de la circunferencia de radio R sobre la cual gira la partícula y que decrece exponencialmente con la profundidad.

Con base a lo anterior, se presentan a continuación los siguientes resultados de las características de las olas.

- La elevación de la superficie libre del agua, respecto al Nivel de referencia es:

$$\eta = \frac{\pi a}{L} - a \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_0}{L} \right) \quad 4.67$$

$$L = \frac{2T^2}{2\pi} ; \quad C = \left(\frac{g}{k} \right)^{1/2} \quad 4.68$$

- La presión sobre una partícula fluida respecto a su posición media, vale:

$$p = -\rho g y_0 + ak \frac{C^2 e^{2ky_0}}{2} \quad 4.69$$

- La energía total por unidad de ancho, como resultado de la suma de la energía potencial y cinética es:

$$E = \frac{\gamma a^2 L}{2} \left(1 - \frac{k^2 a^2}{2} \right) \quad 4.70$$

De estos resultados, también se demuestra que el flujo es rotacional y por tanto no satisface la ecuación de Laplace.

Solución irrotacional de Stokes.

Esta teoría supone que el fluido es incompresible, la ola es progresiva, de altura no necesariamente pequeña y que el flujo es irrotacional. Por lo anterior, existe una función potencial de velocidades armónicas $\phi(x, y, t)$ que satisfacen la ecuación de Laplace. Esta función ϕ , representada en términos de la expansión de una serie de potencias con respecto a un parámetro ε , el cual es función de la altura de la ola o de valores pequeños de la relación de esbeltez H/L para pequeños valores de L/d en aguas profundas y de la altura relativa H/d para valores grandes de L/d en aguas reducidas es:

$$\phi(x, y, t) = \varepsilon \phi + \varepsilon^2 \phi_2 + \varepsilon^3 \phi_3 + \dots + \varepsilon^n \phi_n + \dots \quad 4.71$$

donde cada ϕ_n es una solución independiente.

De igual manera ocurre con la función de corriente ψ , de cuya familia de líneas de corriente, la que se localiza a la profundidad $-d$, corresponde a la frontera fija del fondo, que se asume semejante a una placa plana; mientras que la frontera de la superficie es otra línea de corriente de forma igual a la ola de elevación η , expresada como:

$$\eta(x, t) = \epsilon \eta_1 + \epsilon^2 \eta_2 + \epsilon^3 \eta_3 + \dots + \epsilon^n \eta_n + \dots \quad 4.72$$

aquí, n es el enésimo término de una cantidad, que representa la potencia del factor ϵ y el orden del término considerado.

Las soluciones requieren de una gran cantidad de desarrollos matemáticos complejos, que sin embargo, satisfacen las mismas condiciones de frontera:

En el fondo.

$$\text{El flujo transversal no existe; } v = -\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0, \quad \text{para } y = -d.$$

En la superficie.

$$\text{El flujo transversal no existe; } v = \frac{dy}{dt} = -\frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{\partial y}{\partial t} - \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial y}{\partial x}, \quad \text{para } y = \eta(x, t).$$

La energía total es constante, por tanto se satisface la ecuación de Bernoulli (ecuación dinámica) dada por:

$$\frac{p}{\rho} + gy - \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right] = f(t) \quad 4.73$$

donde la presión p en la superficie es nula.

Es claro que la mayor aproximación de los valores de las características de las olas depende del número de términos no lineales, tomados de las series 4.71 y 4.72, lo cual conduce a varias soluciones que conforman la teoría de Stokes. Wiegel (1966) y Le Méhauté (1976) resumen los resultados de las soluciones que a continuación se describen:

La teoría de primera aproximación o de primer orden, que es lineal y base para la teoría de amplitud pequeña.

La teoría de segundo orden, se caracteriza por la suma de dos senoides de periodos T y $T/2$ respectivamente, sobre la que Levi-Civita demostró que la serie de Stokes es convergente en la zona de profundidades infinitas, mientras que, Struik lo hizo para profundidades finitas.

Las principales diferencias de resultados analíticos y experimentales entre la primera y segunda aproximación, se manifiestan en la tabla 4.1.

Tabla 4.1. Comparación de la teoría de primer y segundo orden.

Factor de comparación	Primera aproximación	Segunda aproximación
Perfil de la ola	Simétrico respecto del NMM y a un plano vertical sobre la cresta.	Asimétrico respecto al NMM y simétrico respecto a un plano vertical sobre la cresta.
Trayectoria de las partículas	Orbitas cerrada.	Orbitas abiertas que inducen un transporte de masa en la dirección de propagación de la ola.
Nivel Medio del Mar. (NMM)	Sin cambio.	Se sobreeleva.

Respecto a las ecuaciones que permiten evaluar las características de las olas en la teoría de segundo orden, se ha demostrado que son idénticas a las obtenidas en la teoría lineal; mientras que el potencial y la superficie libre son definidas por:

Función potencial

$$\phi = -\frac{H}{2} C \frac{\cosh(d+y)}{\sinh kd} \sin(kx - \sigma t) - \frac{3}{16} \frac{H^2 \pi}{T} \frac{\cosh 2k(d+y)}{\sinh^4 kd} \sin 2(kx - \sigma t) \quad 4.74$$

Elevación de la superficie libre:

$$\eta = \frac{H}{2} \cos(kx - \sigma t) + \frac{\pi}{8} \frac{H^2}{L} \frac{\cosh kd}{\sinh^3 kd} (\cosh 2kd + 2) \cos 2(kx - \sigma t) \quad 4.75$$

La sobre elevación del nivel medio del mar Δd , es calculada por la expresión:

$$\Delta d = \frac{\pi H^2}{4L} \left(1 + \frac{3}{2 \sinh^2 kd} \right) \cot kd \quad 4.76$$

Debido a que el perfil de la ola no es simétrico respecto al plano horizontal de referencia, la amplitud de la ola referida a la cresta a_c es diferente a la amplitud respecto al valle a_v ; por tanto, de la ecuación 4.76 y para valores aproximados de las funciones hiperbólicas en aguas profundas, $d/L > 0.5$; y para aguas poco profundas, $d/L = 0.10$, se tiene:

Aguas profundas

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{a_c}{H} \right)_0 &= \frac{1}{2} \left[1 + 1.57 \left(\frac{H}{L} \right)_0 \right] \\ \left(\frac{a_v}{H} \right)_0 &= \frac{1}{2} \left[1 - 1.57 \left(\frac{H}{L} \right)_0 \right] \end{aligned} \right\} \text{Para } (kx - \sigma t) = 0 \quad 4.77$$

Aguas poco profundas

$$\left. \begin{aligned} \frac{a_c}{H} &= \frac{1}{2} \left(1 + 12.1 \frac{H}{L} \right) \\ \frac{a_v}{H} &= \frac{1}{2} \left(1 - 12.1 \frac{H}{L} \right) \end{aligned} \right\} \text{Para } (kx - \sigma t) = 180^\circ \quad 4.78$$

De estas dos últimas ecuaciones, se distingue que el valor de a_c/H de la ecuación 4.78 es mucho mayor que el correspondiente al de la ecuación 4.77.

Las componentes de velocidad de las partículas individuales en su posición (x_0, y_0) , respecto al NMM en aguas tranquilas, se obtienen al derivar la ecuación 4.74, resultando:

$$u = \frac{\pi H}{T} C \frac{\cosh k(d+y)}{\sinh kd} \cos(kx - \sigma t) + \frac{3}{4} \left(\frac{\pi H}{L} \right)^2 C \frac{\cosh 2k(d+y)}{\sinh^4 kd} \cos 2(kx - \sigma t) \quad 4.79$$

$$v = \frac{\pi H}{T} C \frac{\sinh k(d+y)}{\sinh kd} \sin(kx - \sigma t) + \frac{3}{4} \left(\frac{\pi H}{L} \right)^2 C \frac{\sinh 2k(d+y)}{\sinh^4 kd} \sin 2(kx - \sigma t) \quad 4.80$$

los desplazamientos horizontal ξ y vertical ε de las partículas a partir de su posición en aguas tranquilas resultan ser:

$$\xi = -\frac{H}{2} \frac{\cosh k(d+y)}{\sinh kd} \sin(kx - \sigma t) - \frac{\pi H^2}{4L} \frac{1}{\sinh^2 kd} \left[-\frac{1}{2} + \frac{3}{4} \frac{\cosh 2k(d+y)}{\sinh^2 kd} \right] \sin 2(kx - \sigma t) + \frac{\pi H^2 C}{L} \frac{\cosh 2k(d+y)}{2 \sinh^2 kd} t \quad 4.81$$

$$\varepsilon = \frac{H}{2} \frac{\sinh k(d+y)}{\sinh kd} \cos(kx - \sigma t) + \frac{3}{16} \frac{\pi H^2}{L} \frac{\sinh 2k(d+y)}{\sinh^4 kd} \cos 2(kx - \sigma t) \quad 4.82$$

En las ecuaciones 4.79 y 4.81, se observa que los últimos términos no son periódicos, pero varían linealmente con el tiempo e implican un desplazamiento continuo de la partícula en la dirección de propagación de la ola, cuya velocidad media en el periodo T es llamada velocidad de *transporte de masa*, dada por:

$$U(y) = \left(\frac{\pi H}{L} \right)^2 \frac{C}{2} \frac{\cosh 2k(d+y)}{\sinh^2 kd} \quad 4.83$$

La teoría de tercer orden de aproximación, corresponde a la suma de tres términos senoidales de periodos T , $T/2$ y $T/3$ respectivamente y desarrollada complementariamente por Borgman y Chappellear, Skjelbreia y Hendrickson, y Bertschneider, así como las aportaciones experimentales de Wiegel, Morison, Suquet, Wallet, Savage entre otros.

Los siguientes resultados son derivados de esta tercera aproximación.

Elevación de la superficie libre:

$$\eta = \frac{H}{2} \cos(kx - \sigma) + \frac{KH^2}{4} f_1\left(\frac{d}{L}\right) \cos 2(kx - \sigma) + \frac{K^2 H^3}{32} f_2\left(\frac{d}{L}\right) \cos 3(kx - \sigma) \quad 4.84$$

donde:

$$f_1\left(\frac{d}{L}\right) = \frac{(2 + \cosh 2kd) \cosh kd}{2 \sinh^3 kd} \quad f_2\left(\frac{d}{L}\right) = \frac{3}{16} \frac{(1 + 8 \cosh^6 kd)}{\sinh^6 kd}$$

Altura de ola

$$H = 2a + 2 \frac{\pi^2}{L^2} a^3 f_2\left(\frac{d}{L}\right) \quad 4.85$$

Para valores de $d/L > 0.5$, $f_1(d/L) \rightarrow 1$ y $f_2(d/L) \rightarrow 3/2$, por tanto para aguas profundas:

$$\eta_0 = \frac{H}{2} \cos(kx - \sigma) + \frac{ka^2}{2} \cos 2(kx - \sigma) + \frac{3k^2 H^3}{64} \cos 3(kx - \sigma) \quad 4.86$$

Longitud de la ola:

$$L = g\sigma T \tanh kd \left[1 + \left(\frac{kH}{2} \right)^2 \frac{14 + 4 \cosh 2kd}{16 \sinh^4 kd} \right] \quad 4.87$$

Como puede observarse, L es función de H , T y d .

Celeridad en aguas poco profundas:

$$C^2 = \frac{g}{k} \tanh kd \left[1 + \left(\frac{\pi H}{L} \right)^2 \frac{(5 + 2 \cosh 2kd + 2 \cosh^2 2kd)}{8 \sinh^4 kd} \right] \quad 4.88$$

Celeridad en aguas profundas:

$$C_0 = \frac{gL_0}{2\pi} \left[1 + \left(\frac{\pi H}{L_0} \right)^2 \right] \quad 4.89$$

Solución Cnoidal

Las olas en la zona de aguas poco profundas están frecuentemente mejor descritas por la *teoría de ola Cnoidal*, USACE (1984). Esta teoría, desarrollada por Korteweg y de Vries sustentada en el trabajo de Boussinesq, trata con una ola progresiva de forma permanente, cuyo perfil es dado por una función Jacobiana de coseno elíptico, usualmente designado por $Cn(u)$, de donde se desprende el término Cnoidal.

Esta teoría, se aplica a un rango de profundidades relativas de $1/50 < d/L < 1/10$, sin embargo, debido a lo laborioso en su aplicación, la hace poco útil en trabajos de ingeniería, prefiriéndose la teoría de Stokes.

La ordenada de la superficie del agua y_s , medida desde el fondo, es dada por:

$$y_s = y_v + H Cn^2 \left[2K(k) \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T} \right), k \right] \quad 4.90$$

donde:

y_v , es la ordenada desde el fondo hasta el valle de la ola.

Cn , la función coseno elíptico.

$K(k)$, es la integral elíptica completa de primera clase.

k , el módulo de la integral elíptica.

Cuando $k = 0$, el perfil de la ola es senoidal y si $k = 1$ (valor máximo), el perfil corresponde al de una ola solitaria.

Otros parámetros obtenidos con esta teoría son:

$$\text{Longitud de la ola } L = \left(\frac{16d^3}{3H} \right)^{1/2} k K(k) \quad 4.91$$

$$\text{Periodo de la ola } T = \left(\frac{g}{d}\right)^{1/2} = \left(\frac{16y_v}{3H}\right)^{1/2} \frac{d}{y_v} \left[\frac{k K(k)}{1 + \frac{H}{y_v k^2} \left(\frac{1}{2} - \frac{E(k)}{K(k)}\right)} \right] \quad 4.92$$

siendo $E(k)$ la integral elíptica completa de segundo orden.

Solución de olas largas

Cuando la profundidad relativa d/L es más pequeña, la teoría de Stokes es menos precisa ya que la influencia del fondo se incrementa, la distribución vertical y horizontal de velocidades de las partículas del agua es uniforme y la aceleración vertical es prácticamente despreciable, la distribución de presión se considera hidrostática.

La solución lineal. Para éstas condiciones, más la eliminación de términos no lineales de la ecuación de movimiento, esfuerzo cortante inexistente y fondo horizontal, la *ecuación de la ola* para olas largas bidimensional resulta ser, Dean-Dalrymple (1994), una ecuación lineal derivada de la ecuación de Bernoulli, ecuación 4.1 que se expresa como:

$$C^2 \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right) = \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} \quad 4.93$$

donde $C = (gh)^{1/2}$

La ecuación de continuidad resulta ser:

$$\frac{\partial(uh)}{\partial x} + \frac{\partial(vh)}{\partial y} = -\frac{\partial \eta}{\partial t} \quad 4.94$$

La solución de la ecuación 4.93, para olas largas progresivas es:

$$\eta = \frac{H}{2} \cos(kx - \sigma t) \quad 4.95$$

Si u y v son iguales a las velocidades media horizontal U y vertical V , respectivamente, sustituidas en la ecuación 4.93 y después combinada con la ecuación 4.94, resulta:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad 4.96$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad 4.97$$

Ahora al sustituir la ecuación 4.95 en la ecuación 4.96, resulta:

$$u = U = g \frac{H}{2\sigma} k \cos(kx - \sigma t) = \frac{\eta C}{d} \quad 4.98$$

Puede observarse que esta solución equivale al caso de la teoría de amplitud pequeña cuando $d/L \rightarrow 0$.

Solución no lineal. Para esta solución, la fuerza cortante debida a la fricción tiene gran importancia, de manera que la ecuación de cantidad de movimiento para un flujo no permanente, al ser integrada en la vertical de una sección transversal de fondo no horizontal y tomando en consideración las condiciones establecidas en la solución lineal, la ecuación de olas largas no lineal se escribe, Le Méhauté (1976), para un flujo unidimensional, como:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\tau}{\rho(d + \eta)} \quad 4.99$$

que es la ecuación dinámica para olas largas.

En la sección 4.3.1.14, se mostró que el esfuerzo cortante τ , es una función cuadrática de la velocidad, por ejemplo, $\tau = \rho f u^2$. El coeficiente de fricción f , puede ser expresado en términos del coeficiente de Chezy C_f de la forma $f = g/C_f^2$, en consecuencia la ecuación 4.99, será:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{g}{C_f^2} \frac{u|u|}{(d + \eta)} \quad 4.100$$

Como la profundidad total en una sección, en un instante dado, es $h = d + \eta$, entonces, $\eta = h - d$, por lo que $\partial \eta / \partial x$ vale $\partial h / \partial x - \partial d / \partial x$. Al sustituir estos valores en la ecuación 4.100, además de considerar a u igual a la velocidad media U en la sección transversal del cauce con pendiente de fondo S_o , se tiene:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + g \frac{\partial h}{\partial x} = \pm g S_o - \frac{g}{C_f^2} \frac{U|U|}{h} \quad 4.101$$

Esta ecuación es conocida como la ecuación de Saint Venant, que por su complejidad la integración exacta es prácticamente imposible.

Olas monoclinales

Casos especiales de ondas largas son posibles de resolver con las ecuaciones 4.59 ó 4.60,

Chow (1959), donde el perfil de la ola no cambia de forma y presenta un frente que sobreeleva gradualmente el nivel de la superficie del agua en dirección corriente abajo de un cauce. Este tipo de olas son llamadas *olas monoclinales* o *flujo uniformemente progresivo*, entre ellas, las ondas u olas de avenidas en ríos, como se observa en la figura 4.5.

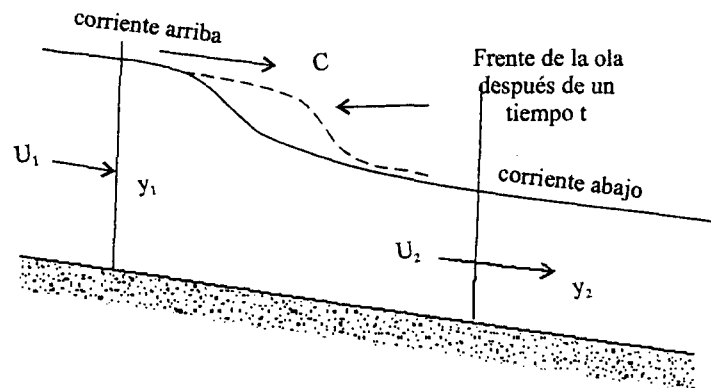


Figura 4.5 Frente de una ola monoclinal

Algunas condiciones establecidas para estas olas son:

- Las posiciones sucesivas del frente de la ola en tiempos diferentes son paralelas.
- La velocidad del frente de la ola ó celeridad C , es mayor que la velocidad media U en cualquier sección transversal de la ola.
- La velocidad media del flujo puede variar a lo largo del cauce, sin embargo, la celeridad es constante.

Bajo estas condiciones, las olas monoclinales son olas de translación de forma estable; de modo que si el cauce es prismático, con un flujo uniforme corriente arriba del frente de la ola, tiene velocidad media U_1 , a lo largo de la profundidad y_1 , mientras que en la región uniforme corriente abajo del mismo frente de la ola, la velocidad media es U_2 en toda la profundidad y_2 .

Si en la ecuación 4.94 se emplea la relación $\partial/\partial t = -C(\partial/\partial x)$, después de integrar la ecuación de continuidad se obtiene que:

$$(u - C)h = Q_0 = cte \quad 4.102$$

donde Q_0 es el caudal que la ola deja en cada sección corriente arriba.

De la ecuación dinámica 4.100 si se despeja $\partial h / \partial x$ y se hace uso de la ecuación 4.102, resulta:

$$\frac{\partial h}{\partial x} = \frac{S_0 - [(Ch + A)^2 / C_f^2 h^3]}{1 - A^2 / gh^3} \quad 4.103$$

Esta es una ecuación cúbica en h , cuyas tres raíces pueden ser reales y diferentes si el discriminante es mayor que cero; tres raíces reales, dos de ellas semejantes si el discriminante es igual a cero; y una raíz real y dos imaginarias si el discriminante es menor que cero. Consecuentemente estos tres casos producen perfiles de olas diferentes con frentes uniformemente variados y bruscamente variados, los primeros ocurren cuando $y_2 > y_c$ y los segundos cuando $y_2 < y_c$, donde y_c es el tirante crítico.

La ola solitaria. Esta ola es una ola de translación, donde, las partículas del agua se desplazan únicamente en la dirección de avance de la ola. La forma de esta ola es simple, figura 4.6, y consiste solo en una cresta situada totalmente por arriba del nivel del mar de referencia. En este tipo de olas se ubican los maremotos (tsunamis) y los de origen de desplazamiento de tierra.

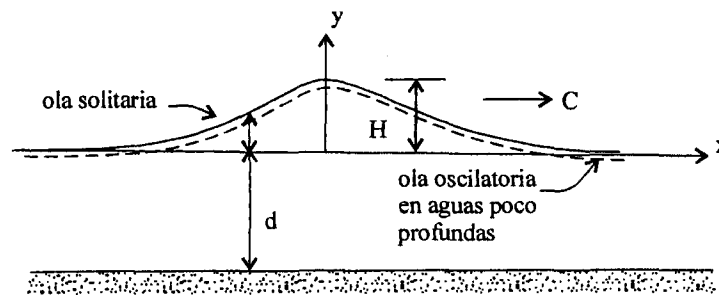


Figura 4.6 Esquema de una ola solitaria

Los primeros estudios fueron ejecutados por Boussinesq, seguidos por muchos otros de orden teórico y experimental. Frecuentemente este movimiento lo han aproximado al oscilatorio de las olas en la región de aguas poco profundas.

Algunos resultados presentados por Wiegel (1965), Ippen (1966), Le Méhauté (1976) y Dean (1994), son reproducidos aquí.

Como se mencionó ya, la ola solitaria es un límite de la ola Cnoidal cuando $k^2 = 1$, $K(k) = K(1) = \infty$, resultando:

Perfil de la ola

$$\eta = H \left[\operatorname{sech} \left(\frac{3H}{4d^3} \right)^{1/2} (x - Ct) \right]^2 \quad 4.104$$

Celeridad de la ola

$$C = \left[gd \left(1 + \frac{H}{d} \right) \right]^{1/2} \quad 4.105$$

Velocidad de las partículas:

Velocidad horizontal

$$u = C \frac{1 + \cos \left(M \frac{y+d}{d} \right) \cosh \left(M \frac{x}{d} \right)}{\left[\cos \left(M \frac{y+d}{d} \right) + \cosh \left(M \frac{x}{d} \right) \right]^2} N \quad 4.106$$

Velocidad vertical

$$v = C \frac{\sin \left(M \frac{y+d}{d} \right) \sinh \left(M \frac{x}{d} \right)}{\left[\cos \left(M \frac{y+d}{d} \right) + \cosh \left(M \frac{x}{d} \right) \right]^2} N \quad 4.107$$

donde M y N pueden ser obtenidos de la tabla 4.2.

Tabla 4.2. Valores de M y N en función de H/d . De Ippen (1966)

H/d	M	N
0.0	0.05	0.01
0.1	0.50	0.18
0.2	0.68	0.30
0.3	0.77	0.44
0.4	0.83	0.51
0.5	0.88	0.57
0.6	0.91	0.61
0.7	0.95	0.64

La velocidad máxima u_{max} ocurre cuando $x=0$ y $t=0$, y es dada por:

$$u_{max} = \frac{CN}{1 + \cos\left(M \frac{y+d}{d}\right)} \quad 4.108$$

El valor máximo de la altura relativa de la ola H/d , para la cual la velocidad de las partículas en la cresta es igual a la celeridad, resulta ser:

$$\left(\frac{H}{d}\right)_{max} = 0.72 \quad 4.109$$

Ecuación de Boussinesq. Le Méhauté (1976), considera que la velocidad vertical $v(y)$ puede expresarse por una serie de potencias en la forma:

$$v(y) = \frac{\partial \eta}{\partial t} \sum_1^n A_n \left(\frac{y}{d+\eta}\right)^n \quad 4.110$$

que para el primer término de esta serie ($n=1$), resulta $A_1 = 1$ para $y=0$ y por tanto:

$$v(y) = \frac{y}{d+\eta} \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad 4.111$$

Si el valor de la ecuación 4.105 se sustituye en la ecuación de Euler, para la dirección y de cuya integral en la vertical, resulta que la presión $p(y)$ no es hidrostática. Si esta presión se sustituye en la ecuación de Euler para la dirección x , se obtiene que:

$$\frac{du}{dt} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial^3 \eta}{\partial t^2 \partial x} \left[\frac{(d+\eta)^2 - y^2}{2(d+\eta)} \right] \quad 4.112$$

Esta ecuación 4.112 puede también expresarse en función de la velocidad promedio en la vertical, de la forma:

$$\frac{d\bar{u}}{dt} = \frac{1}{d+\eta} \int_{d+\eta}^0 \left[g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial^3 \eta}{\partial t^2 \partial x} \frac{(d+\eta)^2}{2(d+\eta)} \right] dz$$

que al despreciar algunos términos por el hecho de que η es pequeña respecto a d se tiene finalmente:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{d+\eta}{3} \frac{\partial^3 \eta}{\partial t^2 \partial x} = 0 \quad 4.113$$

que es conocida como la *ecuación de Boussinesq*, donde los tres primeros términos identifican la ecuación de movimiento para flujo en pequeñas profundidades. El cuarto término, de segundo grado de tercer orden, representa el efecto de la variación de la superficie libre del agua.

Peregrine (1967), formuló las ecuaciones clásicas de Boussinesq expresadas en términos de la velocidad \bar{u} promediada en la vertical como variable dependiente, asumiendo que la dispersión de frecuencias ($\mu = kd$) y no linealidad ($\varepsilon = a/d$) son débiles, del mismo orden de magnitud, y el flujo es irrotacional en un fluido incompresible. Para fondo variable, las ecuaciones resultan ser:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot [(\eta + d) \bar{u}] = 0 \quad 4.114$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla |\bar{u}|^2 + g \nabla \cdot \eta + \left\{ \frac{d^2}{6} \nabla \cdot \nabla \left(\frac{d\bar{u}}{dt} \right) - \frac{h}{2} \nabla \left[\nabla \cdot \left(d \frac{d\bar{u}}{dt} \right) \right] \right\} = 0 \quad 4.115$$

donde η es el desplazamiento de la superficie libre, d la profundidad referida al nivel medio del mar en reposo.

Se han dado otras soluciones con una estructura semejante a la de Peregrine, empleando la velocidad en el fondo ó en la superficie libre.

Se han hecho importantes progresos en las últimas dos décadas alrededor del modelo de Boussinesq en dos y tres dimensiones, que con base a la evolución paralela de métodos numéricos y de las computadoras, se ha podido representar con mayor aproximación al campo hidrodinámico en la región de aguas poco profundas y de rompiente del oleaje, Bosboom et al (1996).

La literatura reporta diferentes formas y soluciones analíticas y numéricas de las ecuaciones de Boussinesq; desde la solución clásica de estas ecuaciones formuladas por Peregrine, hasta las ecuaciones derivadas del movimiento combinado de oleaje y corrientes, Yoon and Liu (1989) y Prüzer and Zielke(1990), pasando por las ecuaciones con propiedades de dispersión linealizada, Madsen et al (1991), Nwogu (1993) y Shffer and Madsen (1995).

En general, la mayor diferencia entre las ecuaciones convencionales de Boussinesq se centra en los términos de derivadas de alto orden y las propiedades de dispersión y estabilidad de las ecuaciones. Lin and Losada (2000) concluyen, que la existencia de diferentes soluciones numéricas de ecuaciones tipo Boussinesq, actualmente no son aún de aplicación sistemática en trabajos de ingeniería, por lo que prevalece la aplicación de versiones modificadas de la ecuación de Boussinesq.

De estas versiones existen soluciones analíticas unidimensionales para oleaje no rompiente, como las que a continuación se señalan:

–La ecuación 4.113, aplicada a un fondo horizontal, donde η es pequeña con respecto a d , y asumiendo que $\partial/\partial t = -C (\partial/\partial x)$, resulta otra forma de expresar las siguientes características de la ola solitaria:

$$C = (gd)^{1/2} \left(1 + \frac{3\eta}{4d} \right) \quad 4.116$$

y

$$\eta = \frac{H}{\cosh^2 \left[\left(\frac{3H}{d} \right)^{1/2} \left(\frac{x}{2d} \right) \right]} \quad 4.117$$

Los resultados que proporcionan estas ecuaciones son muy semejantes a los obtenidos en las ecuaciones 4.104 y 4.105.

–Por su parte, Liu (1995), resuelve las ecuaciones de Boussinesq para un valor arbitrario del parámetro de no linealidad ε , donde $0(\varepsilon) \approx 0(\mu^2) \ll 1$, (0 significa orden de magnitud) y para el elemento principal de la serie de potencias en que se expresa η y u , resulta ser una ola periódica, para la cual:

$$\eta = a \cos(\sigma t - kx) \quad 4.118$$

$$u = \frac{k}{\sigma} \left(\frac{1}{1 - \mu^2 \alpha k^2 d^2} \right) \cos(\sigma t - kx) \quad 4.119$$

siendo u , la velocidad a la profundidad y , $\alpha = (y/d)^2 + (y/d)$. En esta solución la *relación de dispersión lineal* C^2 es igual a:

$$C^2 = \frac{\sigma^2}{k^2} = h \left[\frac{1 - \mu^2 \left(\alpha + \frac{1}{3} \right) k^2 d^2}{1 - \mu^2 \alpha k^2 d^2} \right] \quad 4.120$$

Es importante señalar que la ecuación 4.120 es la celeridad a la segunda potencia, que indica que las olas con periodos diferentes viajan a diferentes velocidades.

–Bosboom et al (1996), consideró que la distribución vertical de la velocidad horizontal es de forma parabólica bajo olas rompientes y no rompientes. La solución arroja valores para el desplazamiento en la superficie del agua y para la velocidad u a la profundidad y relacionada con la velocidad media en la vertical \bar{u} .

$$u(x, y, t) = \bar{u} - \left(\frac{1}{2} d + y \right) \frac{\partial^2 (d\bar{u})}{\partial x^2} + \left(\frac{1}{6} d^2 - \frac{1}{2} y^2 \right) \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} \quad 4.121$$

Los resultados de la integración numérica de esta ecuación fueron comparados con mediciones en laboratorio para olas regulares sobre una estructura sumergida, habiendo encontrado buenos resultados, especialmente en la zona cerca del fondo.

Las formulaciones anteriores son en orden de magnitud de la exactitud prácticamente iguales, sin embargo, no son aplicables en zonas de agua de profundidad muy reducida, donde los efectos de los factores no lineales son predominantes respecto a los de dispersión frecuencial, tampoco son aplicables en zonas de aguas profundas donde el parámetro de la dispersión frecuencial es del orden de la unidad, Liu and Losada (2000); sin embargo, se han llevado a cabo, esfuerzos cada vez mayores para modificar y aplicar las ecuaciones de Boussinesq a cualquier profundidad, incluyendo la presencia de corrientes mediante simulación numérica comparada con mediciones de campo y laboratorio, Madsen et al (1991), Svendsen et al (1996), Chen et al (1996), Madsen et al (1996), Veeramoy and Svendsen (1998)., Sørensen et al (1998).

Límite de validez de las teorías de oleaje

La amplitud de las teorías de oleaje conducen a explicar mejor el fenómeno, sin embargo, las mediciones de experimentos en laboratorio establecen las fronteras de validez de las teorías.

En general, la diferencia de las teorías se manifiesta en los efectos no lineales (representados por los términos inerciales convectivos) debido a la serie de simplificaciones que se asumen; por tanto la aplicación de cada teoría y sus extensiones generalmente se hace a casos particulares.

La importancia relativa de los términos inerciales convectivos se asocia a tres parámetros característicos; la relación de esbeltez (H/L), la altura relativa (H/d) y la profundidad relativa (d/L). Para la teoría lineal de olas de amplitud pequeña, en la zona de aguas profundas el parámetro más significativo es H/L , mientras que en la zona de aguas poco profundas lo es H/d . Se ha observado que tanto para la zona de aguas intermedias como para aguas profundas y poco profundas el parámetro significativo que en ellas se identifica es $(H/L)(L/d)^3$, llamado parámetro de Ursell (U_R); que para valores de éste

menores a 1, la teoría lineal de amplitud pequeña predice con buena aproximación las características de las olas; mientras que para teorías no lineales y conforme aumenta el número de términos de la serie de potencias el parámetro de Ursell también es mayor. Le Méhauté (1976) y Dean R. G. entre otros han estudiado los rangos de validez de las teorías de oleaje, este último ha derivado expresiones de error de las teorías donde relacionan los parámetros d/T^2 , d/L_0 , H/H_b , (H_b altura de la ola rompiente) y el porcentaje de error, Silvester (1974), algunas de sus conclusiones son: para las teorías de Airy ó Stokes en primera aproximación y la Cnoidal, el error es inferior a 1, para valores de $H/H_b < 0.25$ en las tres zonas de profundidad. Para el caso del 5% de error y $H/H_b \leq 1$, las teorías de Stokes, Cnoidal y solitaria, son aplicadas en la zona de poca profundidad además la de Stokes también opera en la zona intermedia.

Por su parte, Le Méhauté, concluye que las teorías de Airy y Cnoidal tienen mayor aproximación a los valores experimentales, seguidas de las teorías de Stokes de mayor orden y la de Boussinesq. La relación de los parámetros U_R , d/L y H/gT^2 (relación de esbeltez), proporciona las regiones de validez de las teorías, que se muestran en la tabla 4.3.

Tabla 4.3. Regiones de validez de las teorías de las olas. Le Méhauté (1976).

Teoría de olas	U_R	d/L	H/gT^2
Lineal de Airy	< 1	> 0.03	de 0.00005 a 0.0009
Stokes (2do. Orden)	< 26	> 0.04	de 0.00005 a 0.008
Stokes (3er. Orden)	< 26	> 0.15	De 0.002 a 0.013
Stokes (4to. Orden)	< 26	> 0.25	de 0.01 a 0.025
Cnoidal	$= 26$	> 0.03	de 0.00003 a 0.02
Boussinesq	$<< 1$	< 0.20	

4.3.3 Rompimiento de las olas.

Durante la propagación de las olas desde la zona de aguas profundas hasta la zona de aguas poco profundas, además de la deformación que éstas sufren en el plano horizontal, ocurre la deformación vertical, ambas debidas al efecto individual o combinado de los

fenómenos de refracción, difracción y reflexión, como se mencionó al principio de este capítulo.

La forma del perfil puede mantenerse estable, sin embargo la altura H crece hasta alcanzar un límite arriba del cual la ola se hace inestable, por tanto rompe y disipa parte de su energía. Este límite superior de la altura de la ola es llamado *altura de la ola rompiente*. La teoría lineal del oleaje predice, y los experimentos confirman, que en este proceso de deformación, la altura de la ola rompiente es función de la longitud de la ola.

En aguas profundas.

Ippen (1966) refiere a Stoke 1847, quien establece que la ola rompe cuando la velocidad de las partículas del agua en la cresta supera la velocidad de propagación o celeridad, provocando la inestabilidad, lo que se logra cuando la cresta de la ola presenta un ángulo α igual a 120° . Por otra parte, Michell (1893), referido por Bonnefille (1973) quien plantea que esta condición puede ser expresada en función de la relación de esbeltez $\gamma=H/L$, con valor límite máximo en el rompimiento, γ_{max} , igual a:

$$\gamma_{max} = \left(\frac{H_b}{L_o} \right)_{max} = 0.142 \quad 4.122$$

o bien

$$\left(\frac{H_b}{T} \right) = 0.875 \quad 4.123$$

donde H_b es la altura de la ola rompiente y L_o la longitud de la ola en aguas profundas.

Miche en 1944, obtiene que

$$\gamma_{max} = 0.142 \tanh \frac{2\pi d}{L} \quad 4.124$$

En aguas poco profundas.

Desde los trabajos de McCowan 1894, registrado por Dean and Dalrymple (1994), quien determinó que las olas rompen cuando su altura alcanza un valor igual a una fracción de la profundidad de rompimiento d_b

$$H_b = kd_b \quad 4.125$$

donde $k=0.78$ para una ola solitaria viajando sobre un fondo horizontal.

Estudios posteriores en laboratorio para olas propagándose en aguas poco profundas han demostrado que el límite de la relación de esbeltez tiende a decrecer en la dirección de propagación de la ola hacia la costa, además de ser función de la profundidad d . Asumiendo que una ola solitaria rompe para un valor máximo de H/d , los resultados de modelos numéricos ejecutados por Longuet-Higgins y Fenton 1974 entre otros, y reportados en Demirbilek and Vincent (2001) encuentran que esta relación vale

$$\left(\frac{H_b}{d_b} \right)_{max} = 0.83 \quad 4.126$$

Posteriormente, se han ejecutado muchos otros estudios para desarrollar modelos que permitan predecir el valor de H_b , de los cuales se han derivado dos parámetros de rompimiento de las olas que son; el *índice de profundidad rompiente* ζ dado por:

$$\zeta_b = \frac{H_b}{d_b} \quad 4.127$$

y el *índice de altura rompiente* Ω_b que se expresa como:

$$\Omega_b = \frac{H_b}{H_o} \quad 4.128 \text{ a}$$

siendo H_o la altura de la ola en aguas profundas.

Walton (2001), por su parte, reporta varios índices de rompimiento de oleaje comúnmente empleados:

- Para olas regulares.

Munk en 1984, confirma el resultado de McCowan, además de expresar que

$$\Omega_b = 0.3(H_o / L_o)^{-1/3} \quad 4.128 \text{ b}$$

Camfield and Street, en USACE (1984), encuentra experimentalmente que para olas solitarias, $\zeta_b = H_b/d_b$, es función de la pendiente m del fondo en la forma:

$$\zeta_b = 0.75 + 25m - 112m^2 + 3870m^3 \quad 4.129$$

Weggel en 1972, obtiene de experimentos en laboratorio con olas monocromáticas sobre fondo plano y liso, la siguiente expresión

$$\zeta_b = b - a \frac{H_b}{gT^2} \quad 4.130$$

los coeficientes adimensionales a y b , son función de la pendiente m de la playa, dados por:

$$a = 43.8 (1 - e^{-19m}) \quad b = \frac{1.56}{(1 + e^{-19.5m})} \quad 4.131$$

Owen(1980) , de estudios experimentales propone la relación

$$H_s / d_s = 0.58 - 2(d_s / gT_m^2) \text{ para } 1/100 \quad 4.132$$

para pendientes $m \leq 0.1$ y $H'_0 / L_0 \leq 0.06$, donde T es el periodo de la ola, g la aceleración de la gravedad y H'_0 es la altura de la ola equivalente en aguas profundas.

Esta ola es hipotética, concebida con el propósito de ajustar las alturas de las olas que pudieran haber sufrido refracción, difracción y otras transformaciones, de modo que la estimación de la transformación y deformación puede ser más fácilmente obtenida cuando la batimetría es compleja, pues según los datos experimentales realizados en canal de olas el ancho b entre ortogonales es constante.

Goda (2000) define que la altura y periodo de la ola equivalente en aguas profundas son iguales a:

$$H'_0 = K_r K_d H_o; \quad T = T_o \quad 4.133$$

donde K_r es el coeficiente de refracción y K_d el de difracción, que pueden ser obtenidos por métodos gráficos, analíticos, con modelos físicos o numéricos.

Goda, también propone que en la propagación de las olas en canales de olas con profundidad gradualmente decreciente, la longitud y celeridad de la ola decrecen también; por tanto el cambio de la altura de la ola debido a la variación de la profundidad es llamado *efecto de profundidad en aguas poco profundas*. Para olas de amplitud pequeña con periodo T , la variación de la altura de la ola debido al efecto referido es calculada con la ecuación:

$$K_f \equiv \frac{H}{H'_0} = \left(\frac{C_o}{2C_g} \right)^{1/2} = \frac{1}{\left[\left(1 + \frac{4\pi d / L}{\sinh(4\pi / L)} \right) \tanh\left(\frac{2\pi d}{L} \right) \right]^{1/2}} \quad 4.134$$

donde K_f es el *coeficiente de profundidad* e igual al expresado en la ecuación 4.48.

De resultados de laboratorio, Goda presenta en diagrama, figura 4.7, valores promedio de los parámetros ζ_b y d_b / L_o relacionados con la pendiente de la playa.

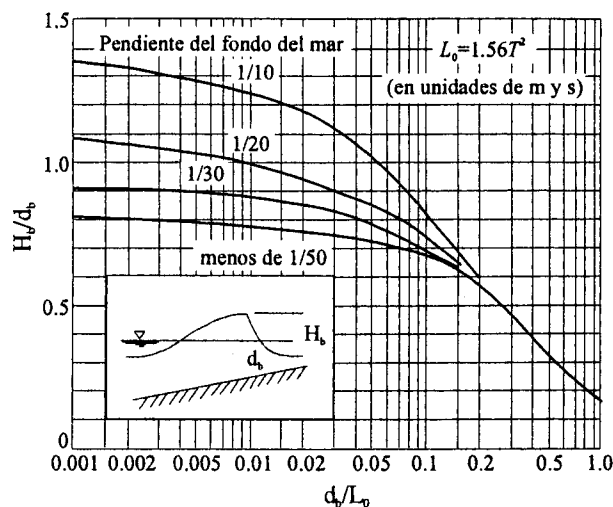


Figura 4.7 Altura de ola rompiente. Goda 2000

- Olas irregulares.

Con base al modelo de McCowan, ecuación 4.125, Thornton and Guza 1983, proponen que

$$H_{rms,b} = 0.42d \quad 4.135$$

donde $H_{rms,b}$ es la *altura de rompimiento incipiente de la ola*, que corresponde a la raíz media cuadrática de la distribución de alturas de un tren de olas irregular, pues individualmente cada ola rompe a una profundidad d , lo cual da origen a una zona amplia saturada de rompientes llamada *zona de rompimiento de las olas* o *zona de resaca*.

Debido a la fluctuación de la posición individual de la rotura de las olas, Goda (2000) cit., plantea el concepto de *límite de rompimiento* para las olas aleatorias, que admite la presencia de un rango de variación de las alturas rompientes asociadas cada una a un periodo.

Con base al análisis de la distribución del oleaje aleatorio supuesto, de tipo Rayleigh, el cálculo aproximado del límite de la altura individual de rompimiento del oleaje puede llevarse a cabo con el uso de la figura 4.7 o mediante la fórmula presentada por Goda en 1970

$$\frac{H_b}{L_o} = A \left\{ 1 - e^{\left[-\frac{1.5\pi d}{L_o} (1 + 15m^{4/3}) \right]} \right\} \quad 4.136$$

donde m es la pendiente del fondo, A toma el valor de 0.17 para las olas regulares y 0.18 para el límite superior del rango de variación de la rotura de las olas y de 0.12 para el límite inferior.

Después de la fórmula de Goda, Seyama and Kimura (1988) presentan la ecuación derivada de experimentos en la región donde $d_b/L_o > 0.01$

$$\zeta_b = 0.16 \frac{L_o}{d_b} \left[1 - e^{(-0.8\pi d_b / L_o) (1 + 15m^{4/3})} \right] - 0.96m + 0.2 \quad 4.137$$

De la comparación de resultados entre los obtenidos de las ecuaciones 4.129 y 4.130 se concluyó que los correspondientes a la primera son aproximadamente 30% menores que los segundos.

Tipo de rompientes.

Como anteriormente se mencionó, el perfil de la ola que alcanza la playa se deforma continuamente; la longitud y la celeridad decrecen, mientras que la altura antes de romper, decrece y después vuelve a crecer. Esta situación ocurre debido al efecto de la profundidad y naturaleza del fondo que provoca pérdida de energía por fricción, de tal suerte que, como ya se mencionó, cuando la relación de esbeltez para una cierta pendiente de playa llega a un valor máximo, la ola se vuelve inestable y rompe creando disipación de energía por la turbulencia generada y la fricción con el fondo.

La respuesta extrema de las pendientes de playa, ocurre cuando la pendiente es muy pequeña y la reflexión de la ola no es apreciable, y por otra parte, cuando las olas se encuentran con una frontera vertical que produce una reflexión prácticamente total con poca pérdida de energía. Entre estos dos extremos, la ola pierde una parte de su energía y la otra es reflejada, lo que da origen a tres perfiles típicos de rompientes de olas, como los indicados en la figura 1.44; caracterizándose *las olas deslizantes* (spilling) por el aparente

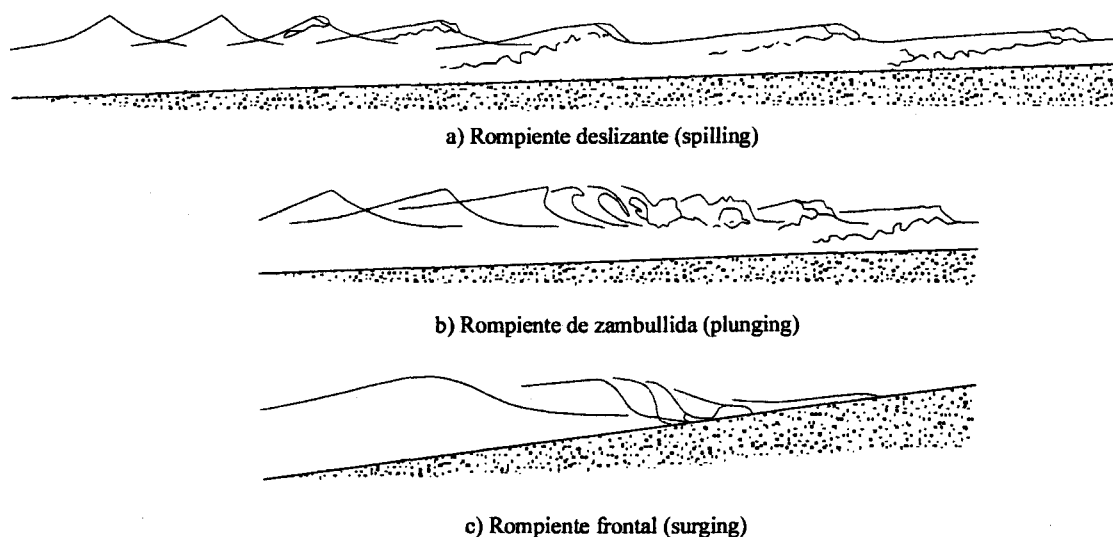


Figura 4.8 Tipo de perfiles de rompiente de olas sobre playas(modificado) de Dean and Dalrympee (1994)

arrastre de espuma sobre la cresta; numerosas olas rompientes se presentan en playas de pendientes pequeñas, lo que da origen a un gradiente de alturas rompientes, dH_b/dS , donde S es la distancia en dirección de la propagación de las olas. Las *olas rompientes de zambullida* (plunging), tienen la cresta en forma de rollo, cuyo frente se colapsa y penetra en la parte del valle de la ola, son las que se registran en playas con pendientes más empinadas. Las *olas rompientes frontales* (surging), ocurren sobre playas de gran pendiente que producen alta reflexión y su forma tiende a la de zambullida sin lograr la formación total del rollo y por tanto desaparece el colapso de la misma. En la figura 4.8 se muestran estos tipos de perfil de olas.

La caracterización de las *fórmulas de la rompiente* se establece comúnmente a través de la relación de esbeltez de las olas $\gamma = H/L$ y de la pendiente de la playa $m = \tan \beta$ (β es el ángulo que forma el perfil de la playa con un plano horizontal). Galvin (1968), presenta un criterio de identificación del tipo de rompimiento de la ola en términos del parámetro de *similitud de rompimiento* ξ_o en la zona de aguas profundas, o en la zona de aguas poco profundas ξ_b , ambos expresados como:

$$\xi_o = \frac{\tan \beta}{\left(\frac{H_o}{L_o}\right)^{1/2}} \quad 4.138$$

$$\xi_b = \frac{\tan \beta}{\left(\frac{H_b}{L_b}\right)^{1/2}} \quad 4.139$$

donde γ_o es la relación de esbeltez en términos de las características (H_o, L_o) de la ola en la zona de aguas profundas.

De resultados experimentales de Galván, son establecidos los dominios ξ_o y ξ_b y mostrados en la tabla 4.4

Tabla 4.4 Tipos de rompientes de las olas con relación ξ_o . Galvin (1968)

Condición de ξ_o y ξ_b	Tipo de rompimiento
$\xi_o > 3.3$ ó $\xi_b > 2$	Frontal (surfing)
$0.5 < \xi_o < 3.3$ ó $0.4 < \xi_b < 2$	Zambullida (plunging)
$\xi_o < 0.5$ ó $\xi_b < 0.4$	Deslizante (spilling)

Otro criterio para diferenciar los tipos de rompientes, es también dado por Galvin en función de la pendiente de la playa y el *índice de profundidad* ζ_o relacionado con la altura H_o y que se muestra en las figuras 1.45.

Propagación de las olas en la zona de rompientes.

La zona de rompientes es la región que se extiende desde la frontera del rompimiento de las olas por el lado del mar, hasta el estrán; aquí el comportamiento hidrodinámico de las olas después de romper, se vincula estrechamente con la disipación rápida de su energía, en la que contribuyen principalmente tres factores:

a.- La formación de vórtices horizontales acompañados con un chapoteo en el rompimiento de la ola de zambullida, como se muestra en la figura 4.8b, que arrastra burbujas de aire hacia el interior de la masa de agua para después salir rápidamente con la desaparición de los vórtices. En el caso de rompientes deslizantes, figura 4.8a, la forma de la ola se conserva, se observa un penacho de espuma y conforma en el frente de la ola una superficie rodante donde el arrastre de aire es limitado.

b.- La fricción en el fondo a través del esfuerzo cortante cuyo efecto en la disipación de energía es pequeña.

c.- La turbulencia con arrastre de aire, que resulta ser el factor de mayor importancia y que induce a una ola monocromática incidente a transformarse en una ola de alta frecuencia u ola corta.

Sin duda este proceso de rompimiento de las olas y en consecuencia la transformación de la altura de la ola en la zona de rompientes, es altamente complejo, donde, además de la disipación o pérdida de energía mencionadas también se experimenta una pérdida en el flujo de cantidad de movimiento responsable de la generación de corrientes permanentes y olas de baja frecuencia; situación que hace de esta zona la más dinámica de la región costera, debido a la inducción de otros procesos hidrodinámicos de la variación del nivel del mar, corrientes litorales y transporte de sedimentos, cuyo impacto se manifiesta en la evolución de la línea de costa y en el perfil transversal de la playa.

Decrecimiento de la altura de la ola en la zona de rompimiento.

Después del rompimiento, la altura de la ola decrece por disipación, la forma de la ola cambia rápidamente a un frente abrupto que se desplaza hasta alcanzar un nuevo valor de la altura a cierta distancia del punto de rompimiento. Este proceso ha sido investigado teórica y experimentalmente, disponiéndose actualmente de modelos con aproximaciones diferentes.

Sawaragui and Iwata (1974), determinan la atenuación de la altura de la ola monocromática mediante un modelo bidimensional de turbulencia derivado de las ecuaciones de 1.64, con las consideraciones de $u = \bar{u}$, $v = \bar{v}$, $\omega = \bar{\omega}$, y $\frac{\partial v}{\partial t} = 0$; los

términos asociados a las fuerzas viscosas son pequeños respecto a los términos de la fuerza de Reynolds (debidos a la fluctuación turbulenta). Este modelo representa las ecuaciones básicas para el rompimiento de las olas dadas como sigue:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[K(d + \eta)^2 \left(\frac{u}{d} \right)^2 \right] = 0 \quad 4.140$$

y la ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [u(d + \eta)] = 0 \quad 4.141$$

donde cada una de las variables son iguales a las descritas a lo largo del trabajo y K es definido como coeficiente de intensidad turbulenta. En las expresiones 4.140 y 4.141, se usó la ola solitaria y fueron transformadas en forma adimensional a través de los parámetros $x_o = x/d$; $T_o = (t/d)(gd)^{1/2}$; $u_o = u/(gd)^{1/2}$ y $y_o = (d + \eta)/d$ y resueltos por el método de las diferencias finitas cuyos resultados son los mostrados en la figura 4.9, altamente coincidentes con resultados experimentales además de ser comparados con los resultados de Horikawa-Kuo basados en un método energético.

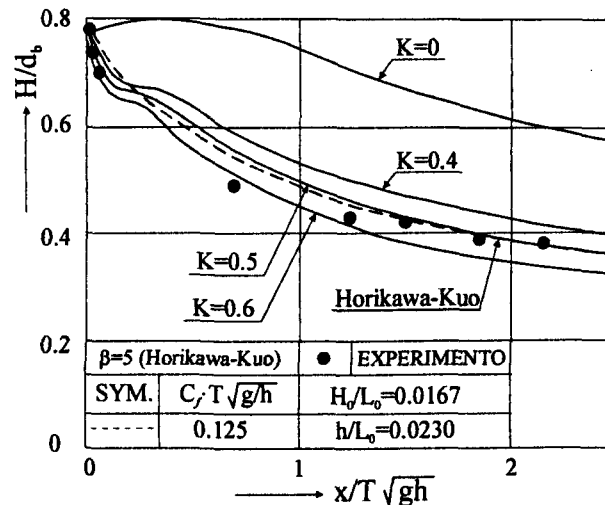


Figura 4.9 Atenuación de la altura de la ola después de rompimiento.

Sawaragi and Iwata (1974)

Un modelo probabilístico fue desarrollado por Wijnberg and van Rijn (1995) para describir los procesos de propagación y transformación individual de las olas en la zona de rompientes y su relación con las corrientes a lo largo de la costa. El modelo asume que las

olas se propagan, unidireccionalmente hacia la playa con líneas batimétricas paralelas incluyendo los procesos de refracción, efecto del fondo por la variación de la profundidad y las corrientes medias en la profundidad a lo largo de la costa y la disipación de la energía por fricción del fondo y rompimiento; también se considera que el oleaje en aguas profundas se constituye por una serie discreta de alturas y periodos de las olas agrupadas en clases, de modo que el citado modelo se expresa como sigue:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{EC'_G \cos \theta + U}{\omega'} \right) + \frac{D_{ef} + D_{er}}{\omega'} = 0 \quad 4.142$$

en la que:

$E = \rho g H^2 / 8$, energía de la ola por unidad de área

$C'_G = nC'$, velocidad de grupo relativa

$\omega' = 2\pi/T'$, frecuencia relativa angular de la ola

$\theta = \arcsen[(C'/C_o) \sen \theta_o]$ ángulo de la ortogonal de una ola con el eje x normal a la cresta

D_{ef} = disipación de energía por unidad de área por fricción del fondo.

D_{er} = disipación de energía por unidad de área por rompimiento.

H = altura de la ola local.

$T' = T / [1 - (Tu \cos \phi / L)]$, periodo de la ola relativo

ρ = densidad del fluido.

g = aceleración de la gravedad.

u = velocidad promedio en la vertical por las olas en la dirección x.

U = velocidad promedio en la vertical de la corriente en la dirección x.

ϕ = ángulo entre la dirección de propagación de la ola y la dirección de la corriente.

$C' = L/T'$, velocidad relativa de propagación de la ola.

L = longitud de la ola.

T = periodo absoluto de la ola.

$n = 0.5 (1 + 2kd / \sinh 2kd)$, coeficiente

$k = 2\pi / L$, número de la ola.

x = coordenada positiva en dirección normal hacia la costa.

La longitud de la ola definida por la relación de dispersión, incluyendo el efecto de la refracción por corriente, se puede calcular con la siguiente ecuación:

$$\left(\frac{L}{T} - u \cos \phi\right)^2 = \frac{gL}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{L} \quad 4.143$$

donde d es la profundidad local del agua respecto al nivel del mar de referencia.

La disipación de energía por fricción del fondo es descrita por:

$$D_{ef} = \frac{\rho}{6} \frac{f}{\pi} \left(\frac{\omega' H}{\sinh \frac{2\pi d}{L}} \right)^3 \quad 4.144$$

f es el coeficiente de fricción, en régimen hidráulico rugoso toma el valor máximo de 0.3.

Por su parte, la disipación de energía por rompiente se puede obtener de:

$$D_{er} = 0.375 \rho g \left(\frac{H^2 - H_{max}^2}{T'} \right) \text{ si } H > H_{max} \quad 4.145$$

Esta ecuación asume que las olas rompen, si $H > H_{max}$; donde H_{max} es la altura máxima local posible asociada con el rompimiento, k representa el factor de rompimiento que se determina con la figura 4.10, que para un oleaje aleatorio, depende de la pendiente media del fondo, $\tan \alpha$, y de la relación de esbeltez H/L ; β es el ángulo del perfil del fondo respecto a un plano horizontal.

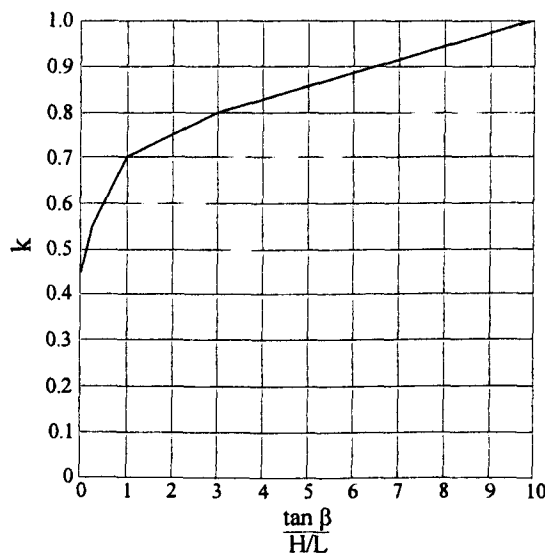


Figura 4.10 Coeficiente de rompimiento. Wijnberg-van Rijn (1995)

Kweon and Goda (1996), proponen con base al concepto de la *altura de ola estable*, planteada en 1985 por Dally et al, que el decaimiento de la altura de la ola a partir del punto de rompimiento, es función de la disipación de energía por unidad de área en la superficie, que a su vez es proporcional al exceso del flujo de energía y que se expresa como:

$$\frac{\partial(H^2 C_G)}{\partial x} = -\frac{K_d}{d} C_G (H^2 - H_e^2) \quad 4.146$$

donde H es la altura de la ola a una distancia x a partir del punto de rompimiento con dirección hacia tierra, C_G la velocidad de grupo, K_d el coeficiente de decaimiento de la ola, d la profundidad local a la distancia x , H_e la altura de la ola estable que se alcanza en alguna distancia después del punto de rompimiento de la ola y que a semejanza de la ecuación 4.127 se expresa como:

$$H_e = \Gamma d \quad 4.147$$

donde:

$$\Gamma = A \left(\frac{L_o}{d} \right) \left[1 - e^{\left(\frac{-1.5 \pi d_o}{L_o} \right)} \right] : A = \begin{cases} 0.072 & \text{para } H_{media} \\ 0.083 & \text{para } H_{rms} \\ 0.122 & \text{para } H_{1/3} \\ 0.145 & \text{para } H_{1/10} \\ 0.188 & \text{para } H_{max} \end{cases} \quad 4.148$$

$$d = d_o + \bar{\eta} + \bar{\xi} \quad 4.149$$

A es el coeficiente de altura de ola estable, d_o la profundidad respecto al nivel del mar en reposo que incluye la sobre elevación del nivel del mar por las olas y la amplitud representativa del chapoteo, L_o la longitud de la ola en la zona de aguas profundas correspondiente al periodo de la ola significativa, $\bar{\eta}$ es la sobre elevación del nivel del mar por efecto del oleaje rompiente, $\bar{\xi}$ es la amplitud representativa de las oscilaciones irregulares del nivel del agua en la zona de resaca como se muestra en la figura 4.11.

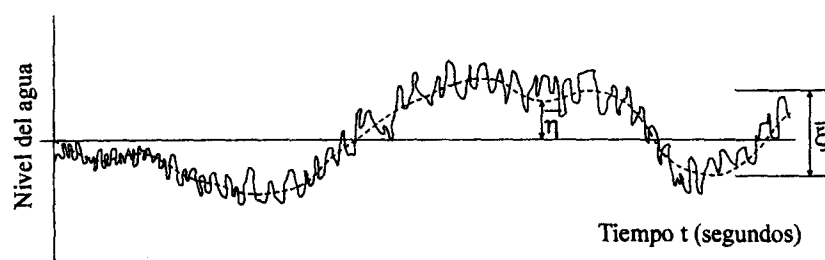


Figura 4.11. Perfil de la variación del nivel de la superficie del agua y del nivel medio del mar en un punto de la zona de rompiente

La solución de la ecuación 4.146 es presentada en la figura 4.12 mediante la profundidad relativa d_o / H'_o y la razón de la altura de la ola H_s / H'_o , siendo H'_o la altura de la ola equivalente y H_s la altura de la ola significativa de un tren de olas irregulares.

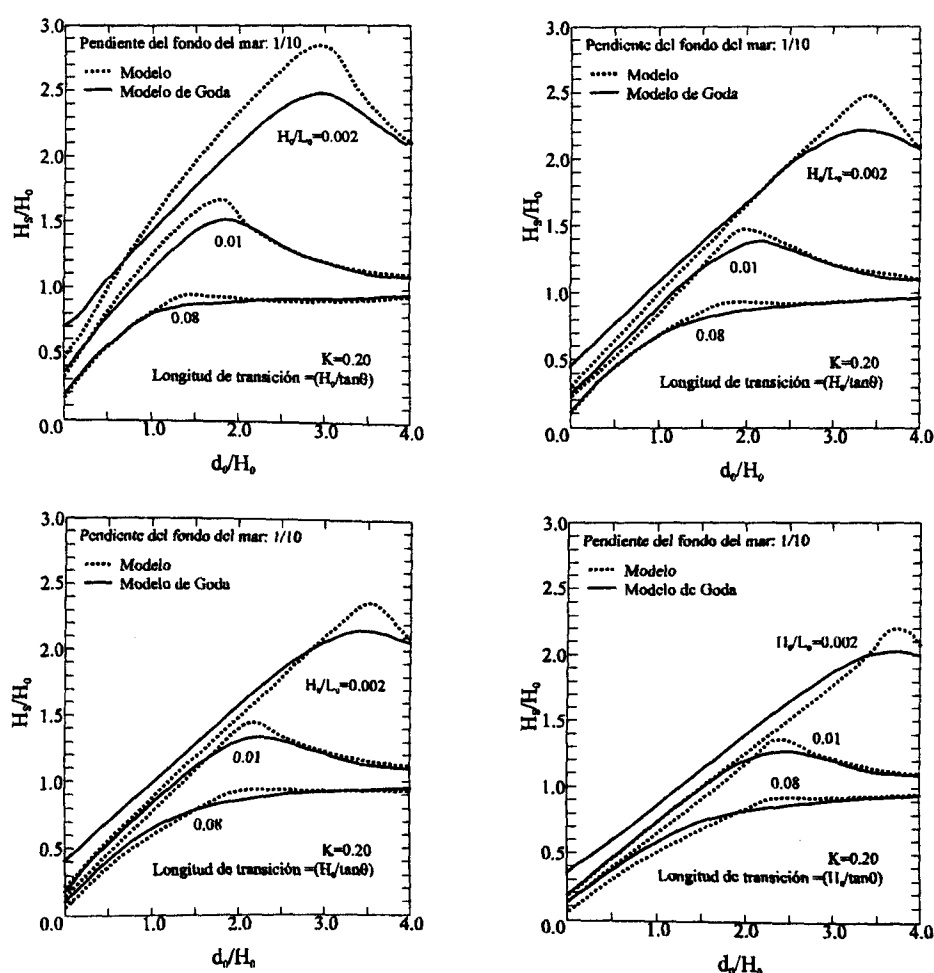


Figura 4.12 Variación de la relación H_s / H'_o después de la rompiente.

Kweon and Goda (1996)

4.4 GENERALIDADES DE LA TURBULENCIA EN LA ZONA DE ROMPIMIENTO

4.4.1 Descripción física

La zona de rompimiento, es una región de alta intensidad turbulenta producto de la alta disipación de energía por la rotura de las olas. Después de la primera rotura, las olas se regeneran y rompen; la interacción de éstas con el fondo se traduce en el decrecimiento del flujo de la cantidad de movimiento de las olas, Svendsen and Putrevu (1999). La turbulencia es un proceso tridimensional del movimiento del fluido, que coexiste con un gran número de vórtices a diferentes escalas, Levi (1980), cuyo efecto se manifiesta en tres procesos principales. El primero, que proporciona un mezclado significativo horizontal y vertical de corrientes (transversales y paralelas a la playa) y de sustancias solubles y sedimentos. El segundo, es la turbulencia en la columna de agua que soporta la suspensión del sedimento y por tanto asociado al transporte de sedimentos. El tercer proceso, consiste en el retardo del decaimiento turbulento asociado con la advección en una *superficie rodante* que puede modificar significativamente los patrones del flujo medio, Holman (1995).

Un estudio más realista de los procesos hidrodinámicos en la zona de rompimiento, debe incluir el factor de turbulencia (asociado a la rotación de elementos fluidos grandes) y las fluctuaciones de vorticidad (asociada a la rotación de elementos fluidos moleculares), en todas las direcciones debido a la estructura de característica tridimensional. El mezclado rápido o intercambio de la masa, cantidad de movimiento y energía es una característica típica del flujo turbulento denominada difusividad; la disipación de la energía cinemática de la turbulencia suministrada por la interacción de los esfuerzos de Reynolds y gradiente de velocidad del flujo medio relacionados con el proceso de producción en cascada de vórtices (de mayor a menor tamaño) es otra característica importante de la turbulencia. Por su parte, la irregularidad de la turbulencia no permite el uso de aproximaciones determinísticas, sin embargo son los métodos estadísticos los de mayor confianza, Tennekes and Lumley (1977).

4.4.2 Descripción matemática

El análisis de la turbulencia y las soluciones aproximadas mediante procedimientos analíticos, experimentales y numéricos, han permitido profundizar en el conocimiento de la intensidad de la turbulencia, los esfuerzos de Reynolds y la energía cinemática turbulenta, entre otras de las características que sin embargo, dada la complejidad del proceso, por las perturbaciones infinitesimales y su inestabilidad, las variables del flujo como presiones y velocidades son funciones aleatorias que dependen del tiempo, del espacio y de las escalas de longitud (Kolmogorov para pequeños vórtices), de velocidad (perfiles de velocidad media y velocidad al corte) y del tiempo (la relación de las escalas de longitud y velocidad pueden ser utilizadas), Breusers (1993). Esta situación obliga, la mayor de las veces, a optar por una descomposición estadística de las variables en analogía con el comportamiento espectral de ellas en el espacio y en el tiempo; en tal caso, el valor de cada variable es igual a su valor medio más una desviación llamada fluctuación turbulenta. Con esta composición de las variables el sistema de ecuaciones (de continuidad, de cantidad de movimiento, de energía y de conservación de especies) se transforma en un sistema de ecuaciones estadísticas, lo que a su vez da origen a modelos de turbulencia de diferente tipo, según el número de ecuaciones de transporte usadas: de orden cero o cero ecuaciones, cuando los coeficientes de viscosidad y difusión turbulenta son representados mediante ecuaciones empíricas o ajustadas; de orden uno o de una ecuación, cuando los coeficientes son representados mediante una ecuación deducida generalmente de la ecuación cinética de la turbulencia; de orden superior o de dos o más ecuaciones cuando se establece una ecuación para los momentos de segundo orden sin la intervención de coeficientes, Ramírez (2000).

La formulación de los sistemas de ecuaciones para modelar la turbulencia, requiere expresar matemáticamente las características de ésta, Levi (1980), tales como:

- Valores medios de las variables debido a la naturaleza estocástica del flujo turbulento, que se puede dar a través del promedio temporal (turbulencia estacionaria) y del promedio espacial (turbulencia homogénea). Particularmente cuando el flujo depende del tiempo por ejemplo, la velocidad u se determina de la forma siguiente:

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) dt$$

para $T_1 \ll T \ll T_2$, T_1 es la escala de tiempos de fluctuaciones turbulentas y T_2 , es la escala de tiempo de cambios en el flujo medio.

- Intensidad turbulenta. La intensidad de fluctuaciones turbulentas o intensidad turbulenta se define como

$$u' = (\overline{u'^2})^{1/2}, \text{ para la dirección en } x.$$

La intensidad turbulenta relativa se define como $r_x = u' / \bar{u}$.

- Energía cinética de la turbulencia por unidad de masa K , es igual al promedio de la suma de los cuadrados de las intensidades de la turbulencia en direcciones de las coordenadas establecidas, así

$$K = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad 4.150$$

generalmente $u' > v' \approx w'$

Aquí $u_i = (u_1, u_2, u_3) = (u, v, w)$

- Escala longitudinal disipativa de Kolmogorov. Se relaciona con la transferencia de energía de vórtices mayores a menores a través de varios estados de interacción no lineal, hasta que los vórtices menores pierden su energía por disipación viscosa y se expresa como

$$\eta = \epsilon^{-1/4} \nu^{3/4}$$

donde ϵ , es la disipación de energía por unidad de masa y ν la viscosidad cinemática.

- Esfuerzos de Reynolds. Las ecuaciones 1.64, derivadas de las ecuaciones de Navier - Stokes y las fluctuaciones de las velocidades, presentan términos adicionales que tienen el carácter de gradientes de esfuerzos, resultantes de la agitación turbulenta, que representan el valor medio de la cantidad de movimiento transferida por el intercambio de partículas; por lo tanto los términos

$$\overline{\rho u'^2} \quad \overline{\rho u'v'} \quad \overline{\rho u'w'}$$

$$\begin{aligned} &\overline{\rho u'v'} \quad \overline{\rho v'^2} \quad \overline{\rho v'w'} \\ &\overline{\rho u'w'} \quad \overline{\rho v'w'} \quad \overline{\rho w'^2} \end{aligned}$$

forman en su conjunto, el *tensor de esfuerzos turbulentos*, también llamado *esfuerzos de Reynolds* o *esfuerzos aparentes* que caracteriza el flujo turbulento en cada punto.

De estos esfuerzos, seis tienen el carácter estricto de esfuerzos cortantes $\tau_{xy}, \tau_{yx}, \tau_{xz}, \tau_{zx}, \tau_{yz}, \tau_{zy}$, y tres tienen el carácter de esfuerzos normales (σ) que sin embargo pueden expresarse como $\tau_{xx}, \tau_{yy}, \tau_{zz}$.

En consecuencia las ecuaciones 1.64 pueden transformarse en

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}\bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}\bar{u}}{\partial z} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \left(\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right) \quad 4.151a$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}^2}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}\bar{v}}{\partial z} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \left(\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \right) \quad 4.151b$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}\bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}\bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}^2}{\partial z} \right) = -\rho g - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \left(\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} \right) \quad 4.151c$$

donde

$$\sigma_x = 2\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \overline{\rho u'^2} \quad 4.152a$$

$$\sigma_y = 2\mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \overline{\rho v'^2} \quad 4.152b$$

$$\sigma_z = 2\mu \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - \overline{\rho w'^2} \quad 4.152c$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) - \overline{\rho u'v'} \quad 4.152d$$

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right) - \overline{\rho u'w'} \quad 4.152e$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \right) - \overline{\rho v'w'} \quad 4.152f$$

si se adopta la notación corta τ_{ij} que representa el tensor de esfuerzos, i y j son cualesquiera de las direcciones de las coordenadas, así entonces las ecuaciones 4.151 para un sistema bidimensional se expresan como

$$\rho \frac{D\bar{\mathbf{q}}}{Dt} = -\rho \bar{\mathbf{g}} - \nabla \bar{p} + \nabla \cdot \tau_{ij} \quad 4.153$$

$$\text{donde} \quad \tau_{ij} = \underbrace{\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)}_{\text{Laminar}} - \underbrace{\rho \bar{u}'_i \bar{u}'_j}_{\text{Turbulento}} \quad 4.154$$

x_i es la coordenada de dirección $i = 1, 2$; x_1 representa la dirección x , mientras que x_2 representa la dirección y .

En esta ecuación, 4.154, se puede apreciar que el término de esfuerzo cortante total se compone de los esfuerzos cortantes viscosos o laminares más los esfuerzos cortantes turbulentos.

La ecuación 4.153 aplicada a flujo turbulento, conduce a las fuerzas de inercia representadas por el primer término que se expresa como

$$\rho \frac{D\bar{\mathbf{q}}}{Dt} = \rho \left(\frac{\partial \bar{\mathbf{q}}}{\partial t} + \nabla \frac{\bar{q}^2}{2} - \bar{\mathbf{q}} \times (\nabla \times \bar{\mathbf{q}}) \right) \quad 4.155$$

de ésta se observa que hay relación con la generación de vórtices debido a la presencia del rotacional $\nabla \times \bar{\mathbf{q}} \times \bar{\mathbf{q}}$. El término $\nabla \cdot \tau_{ij}$ representa las fuerzas de fricción relacionadas con la eliminación de vórtices, en consecuencia, con la disipación de la energía cinética en forma de calor y que da origen a la *Ecuación de Difusión*.

En general, el problema fundamental en turbulencia es la determinación de relaciones de los esfuerzos de Reynolds para el flujo medio, por lo que han realizado muchos intentos se para establecer las ecuaciones básicas de movimiento promediadas en el tiempo como son; la de continuidad, la de cantidad de movimiento y la de energía. Para muchos casos prácticos, se plantean condiciones que simplifican estas ecuaciones para obtener soluciones aproximadas, tales como las de *energía cinética turbulenta* y la de *esfuerzos de Reynolds*, White (1991). Respecto a la primera, la rapidez de cambio de la energía cinética turbulenta para un fluido incompresible, es derivada de la ecuación 4.150 y tiene la siguiente forma :

$$\begin{aligned}
\underbrace{\frac{DK}{Dt}}_{\text{Rapidez de cambio de la energía cinética turbulenta}} = & - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left[u'_i \left(\frac{1}{2} u'_j u'_j + \frac{p'}{\rho} \right) \right]}_{\text{Difusión convectiva de la energía total por turbulencia}} - \underbrace{u'_i u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}}_{\text{Producción de energía por movimiento turbulento}} + \underbrace{\nu \frac{\partial}{\partial x_i} \left[u'_i \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \right]}_{\text{Trabajo hecho por esfuerzos cortantes viscosos}} \\
& - \underbrace{\nu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}}_{\text{Disipación turbulenta por movimiento viscoso } (\epsilon)}
\end{aligned} \tag{4.156}$$

A semejanza de esta ecuación, llamada *ecuación de energía turbulenta*, y a partir de los esfuerzos de Reynolds, ecuación 4.154, se obtiene la *ecuación de esfuerzos de Reynolds* que se expresa como

$$\begin{aligned}
\underbrace{\frac{Du'_i u'_j}{Dt}}_{\text{Rapidez de cambio de los esfuerzos de Reynolds}} = & - \underbrace{\left(u'_j u'_k \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} + u'_j u'_k \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \right)}_{\text{Generación de esfuerzos}} - \underbrace{2\nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}}_{\text{Disipación}} + \underbrace{\frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \right)}_{\text{Efectos de esfuerzos de presión}} \\
& - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[u'_i u'_j u'_k - \nu \frac{\partial u'_i \partial u'_j}{\partial x_k} + \frac{p'}{\rho} (\delta_{jk} u'_i + \delta_{ik} u'_j) \right]}_{\text{Difusión de esfuerzos de Reynolds}}
\end{aligned} \tag{4.157}$$

Debido a la presencia de muchas incógnitas en estas ecuaciones, 4.156 y 4.157, la solución de ellas es muy compleja, por lo que es común simplificarlas a dos dimensiones obedeciendo la aproximación de capa límite, donde el cambio de las propiedades del flujo son grandes transversalmente y pequeñas longitudinalmente. Estas condiciones pueden ser aplicadas a flujos en la pared, tuberías, canales, estelas y chorros para los que el espesor de la capa límite $\delta(x) \ll x$; $\bar{v} \ll \bar{u}$; $\frac{\partial}{\partial x} \ll \frac{\partial}{\partial y}$; $\bar{w} = 0$ y $\frac{\partial}{\partial z} = 0$.

Asumiendo también que el número de Reynolds es lo suficientemente grande para despreciar la difusión viscosa en la energía turbulenta, la ecuación 1.63 de continuidad y la ecuación 4.153 se reducen respectivamente a:

- Ecuación de continuidad

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \tag{4.158}$$

- Ecuación de la componente en x de la cantidad de movimiento

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \approx U \frac{dU}{dx} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad 4.159$$

donde $U(x)$ es la velocidad fuera de la capa límite.

- La ecuación de la energía turbulenta 4.156, bidimensional en capa límite se transforma en

$$\bar{u} \frac{\partial k}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial k}{\partial y} \approx - \frac{\partial}{\partial y} \left[\bar{v}' \left(\frac{1}{2} \overline{u'_i u'_j} + \frac{p'}{\rho} \right) \right] + \frac{\tau}{\rho} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \epsilon \quad 4.160$$

$$\text{donde } \epsilon = \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} = \text{Disipación turbulenta} \quad 4.161$$

Por su parte, la ecuación de esfuerzos de Reynolds en dos dimensiones en capa límite resulta ser igual a

$$\begin{aligned} \bar{u} \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} \approx 2\overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{u'v'^2} + \frac{p'u'}{\rho} \right) - 2\nu \frac{\partial u'}{\partial y} \frac{\partial v'}{\partial x} + \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{\partial v'}{\partial x} \right) \\ + \nu \frac{\partial^2 \overline{u'v'}}{\partial y^2} \end{aligned} \quad 4.16$$

Modelación de la turbulencia.

Como se observa en las ecuaciones de Reynolds 4.153, la incógnita adicional en la ecuación de cantidad de movimiento es el esfuerzo cortante turbulento $\tau_t = -\rho(\overline{u'_i u'_j})$, que sin embargo, la propuesta de simulación de Boussinesq hace que este esfuerzo sea similar al esfuerzo cortante viscoso, de modo que para un flujo bidimensional, τ_t es un gradiente de difusión expresado como

$$\tau_t = -\rho \overline{u'v'} = \mu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad 4.163$$

donde μ_t es llamado coeficiente de viscosidad turbulenta que tiene las mismas dimensiones que la viscosidad dinámica μ pero que no es una propiedad del fluido, sino que depende de la magnitud de los vórtices turbulentos. La ecuación 4.163, es de orden cero, para la que μ_t puede calcularse mediante diferentes modelos empíricos, tales como;

la de Prandtl que la expresa mediante la longitud de mezcla, Spalding, Cebeci-Smith, Clauser y otros más que refiere Frank M. White en su libro Viscous Fluid Flow.

La modelación con una ecuación se sustenta en la ecuación de energía turbulenta, 4.160, donde K (energía cinética) es dada por la ecuación 4.150 y ϵ la disipación turbulenta, por la ecuación 4.161, la misma que puede ser expresada en función de K y de una escala de longitud de turbulencia L , resultando

$$\epsilon \approx (\text{constante}) \frac{K^{3/2}}{L} \quad 4.164$$

Por analogía, el término de difusión convectiva de la ecuación 4.156 puede ser supuesto idéntico a un gradiente de difusión, que conjuntamente con el nuevo valor de ϵ , la ecuación 4.156, se transforma en

$$\bar{u} \frac{\partial K}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial K}{\partial y} \approx \frac{\partial}{\partial y} \left((\text{constante}) \frac{\partial K}{\partial y} \right) + \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2 - (\text{constante}) \frac{K^{3/2}}{L} \quad 4.165$$

Esta ecuación 4.165 combinada con las ecuaciones de continuidad 4.158 y la de cantidad de movimiento 4.159, más la modelación de escala de la longitud L constituyen el cierre de ecuaciones.

La modelación de la turbulencia con dos ecuaciones, es comúnmente usado con la combinación de las ecuaciones de energía turbulenta y la de disipación expresada similarmente a la ecuación 4.165, cuyo modelo obtenido por Jones y Launder, en White (1991) cit., se expresa como

- Ecuación de Energía

$$\frac{DK}{Dt} \approx \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_K} \frac{\partial K}{\partial x_j} \right) + \nu_t \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \epsilon \quad 4.166$$

- Ecuación de Disipación

$$\frac{D\epsilon}{Dt} \approx \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + C_1 \nu_t \frac{\epsilon}{K} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - C_2 \frac{\epsilon^2}{K} \quad 4.167$$

donde σ_K y σ_ϵ son parámetros adimensionales llamados *números de Prandtl* que relacionan la viscosidad cinemática vorticosa ν_t con la difusión de K y ϵ : $\sigma_K = \nu_t / \nu_K$ y $\sigma_\epsilon = \nu_t / \nu_\epsilon$. El modelo de ν_t es dado por

$$\nu_t \approx \frac{C_\mu K^2}{\epsilon} \quad 4.168$$

Los valores de las constantes para cálculos ligados a la capa límite se recomiendan los siguientes:

$$C_\mu = 0.09; C_1 = 1.44; C_2 = 1.92; \sigma_K = 1.0; \sigma_\epsilon = 1.3$$

Las ecuaciones 4.158, 4.159, 4.166, 4.167 y 4.168, constituyen el sistema completo para análisis del flujo turbulento y es llamado modelo $K-\epsilon$.

Estudios de la turbulencia en la zona de rompientes.

Con relación a la turbulencia generada en la zona de oleaje rompiente, se han logrado progresos significativos en las dos últimas décadas para modelar numéricamente los procesos, con la particularidad de cada modelo, que depende de las condiciones iniciales del flujo, linealidad o no linealidad de las ecuaciones, de las condiciones de frontera, tipo de olas, métodos numéricos empleados, coordenadas, tipos y tamaños de mallas empleadas; teniéndose entre los más recientes los desarrollados por: Shaffer and Svendsen (1988), Stive and De Vriend (1994), Rodríguez et al (1995), Yu and Svendsen (1995), Barnes et al (1996), Duy et al (1996), Haydon et al (1996) y Toomas (2001). La mayor parte de estas soluciones requieren de coeficientes empíricos que únicamente pueden ser obtenidos experimentalmente.

Por ejemplo, Duy (1996), presenta la formulación y solución de un modelo numérico para el rompimiento de olas sobre fondos con pendiente uniforme. El modelo está sustentado en las ecuaciones 4.151a, 4.151b y 4.158 de Reynolds promediadas en dos dimensiones verticalmente, que referidas a la figura 4.13 son escritas como

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad 4.158$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}^2)}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{u}\bar{v})}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + M_x \quad 4.169$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}\bar{v})}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{v}^2)}{\partial y} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + M_y \quad 4.170$$

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{y_f}^{\zeta} \bar{u} dy = 0 \quad 4.171$$

donde ζ es la elevación de la superficie del agua, y_f la elevación del fondo, M_x y M_y los términos de esfuerzos de Reynolds.

$$M_x = 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \right]$$

$$M_y = \frac{\partial}{\partial x} \left[\nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_t \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right)$$

donde $\nu_t \gg \nu$, por tanto el término difusivo por viscosidad molecular es despreciable.

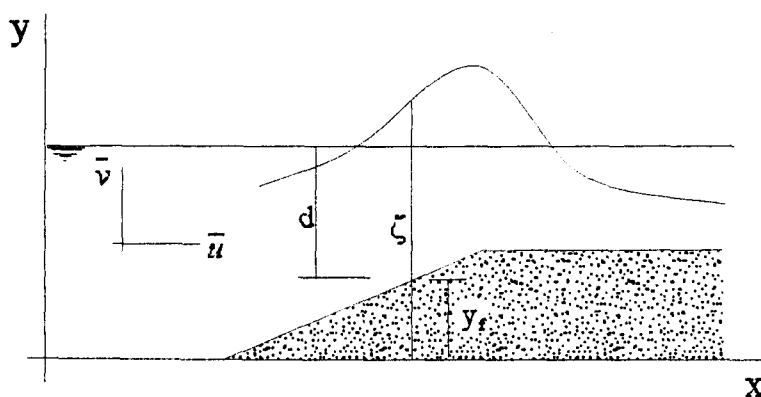


Figura 4.13. Sistema de Coordenadas

El valor de ν_t puede ser tomado como el valor medio temporal en un periodo de ola propuesto por Svendsen and Hansen (1988) e igual a

$$\bar{\nu}_t = 0.023 d (gd)^{1/2} \quad 4.172$$

Por otra parte Shibayama and Duy citados por Duy 1988, obtuvieron que ν_t es variable en el tiempo para la región fuera de la capa límite expresada como sigue

$$\bar{\nu}_t = f_v (gd) (\zeta - y_f) \quad 4.173$$

Siendo f_v una constante con valor medio de 0.125.

Las ecuaciones de Reynolds fueron resueltas numéricamente por el método de diferencias finitas para un dominio físico donde la superficie del agua se consideró como frontera móvil en el espacio y en el tiempo, $\zeta = \zeta(x, t)$, mientras que el fondo sólo cambia en el espacio $y_f = y_f(x)$. El dominio del cálculo numérico se limita por una malla en coordenadas curvilíneas móvil en el espacio y en el tiempo. Para los detalles de la solución bajo las condiciones de frontera, se recomienda consultar el artículo de Duy; sin embargo,

las conclusiones manifiestan que los resultados numéricos de las variables \bar{u} , \bar{v} y \bar{p} (presión) son razonablemente aproximadas con datos de campo.

El trabajo de Toomas presenta un resumen del estado del arte de las técnicas más avanzadas para medir el campo de velocidades, como es la Anemometría Lasser de efecto Doppler (LDA), cuyos resultados han permitido profundizar en el conocimiento de la naturaleza de la turbulencia en la zona de rompientes. De los estudios más relevantes en este tema son los que a continuación se señalan.

- Peregrine D. H and Svendsen I. A. en 1978, presentan sus conclusiones sobre los resultados de la investigación con técnicas de visualización en olas rompientes de tipo deslizante que son:

El flujo turbulento es similar a una capa de mezclado turbulento.

La región del flujo turbulento se extiende en dirección corriente abajo y hacia el fondo, similar a una capa de mezclado.

La parte superior de las olas, corriente abajo, es afectada por la gravedad mientras que para olas en aguas poco profundas la parte inferior es afectada por el fondo. En dirección corriente abajo se presenta una región de decaimiento.

- Stieve, M. J. en 1980, presenta su principal conclusión sobre las mediciones de velocidades en oleaje rompiente tipo deslizante, donde establece que las teorías lineal y cnoidal de oleaje no predicen el campo de velocidades de olas rompientes.

- Battjes, J. A., and Sakai, T. en 1981, midieron la velocidad en la zona de rompientes y analizaron el flujo medio, intensidades turbulentas y los esfuerzos de Reynolds, habiendo concluido que el campo total de velocidades es semejante a estelas turbulentas mas que a capas límites turbulentas.

- Por su parte Flick, R. E. et al, en 1981, midieron la velocidad en la zona de rompientes con fondo inclinado, e investigaron la variación de la intensidad turbulenta. Encontraron que la correlación entre la velocidad superficial y del fondo es menor para el rompimiento de zambullida que para oleaje rompiente deslizante, y que las fluctuaciones turbulentas son más importantes en rompimiento de zambullida que en rompimiento deslizante.

- De los estudios ejecutados por Nadaoka et al y presentados en 1989, encontraron que el campo de velocidades en la zona de rompientes se divide en dos: la zona de transición y la zona de establecimiento de un frente abrupto. El campo de

velocidades de la segunda, consiste en una capa superior y una capa en el fondo; la primera se caracteriza por vórtices de gran escala asociados con turbulencia a pequeña escala y arrastre de burbujas de aire, mientras que la capa del fondo se caracteriza por la existencia de turbulencia a pequeña escala originada de la capa superior y de fondo. La conclusión final manifiesta que la turbulencia es un factor importante en el transporte de sedimentos en suspensión dentro de la zona de rompimiento.

- Sakai, T. et al, de las mediciones ejecutadas en 1984 sobre la zona de rompimiento generada en el laboratorio encuentran, que la variación de la intensidad turbulenta es mayor en la transición del rompimiento deslizante y de zambullida que en el caso del rompimiento deslizante; así mismo determinan que la intensidad turbulenta es mayor en la parte superior de las olas que cerca del fondo. La conclusión principal fue que la teoría de turbulencia por oleaje no da una respuesta razonable para la variación de los esfuerzos de Reynolds en la zona de rompientes, posteriormente encuentran, que la magnitud de los términos de esfuerzos de Reynolds durante un periodo de ola es pequeña comparada con la aceleración local y términos convectivos.

- Hattori and Aono, en su trabajo experimental sobre estructuras turbulentas bajo olas rompientes, presentado en 1985, sugieren que la estructura de la turbulencia asociada con rompientes tipo deslizante y de zambullida se caracteriza por las diferencias de las distribuciones de intensidad turbulenta en el interior de las regiones, por las pendientes del espectro de velocidad y por el mecanismo de generación de la capa límite en el fondo. El análisis estadístico efectuado permitió también concluir que las regiones de mayor intensidad turbulenta existen cerca del punto de la ola rompiente deslizante; además de que el movimiento turbulento transfiere energía de la ola con dirección hacia la playa.

- Tada et al, presentaron su trabajo en 1990, en el cual comparan datos existentes con soluciones analíticas, especialmente con la aplicación de un modelo de ecuación de transporte de energía cinética turbulenta. Ellos concluyeron que el modelo sobre estima la producción y disipación de energía turbulenta.

4.5 VARIACION DE LA ELEVACION DE LA SUPERFICIE DEL MAR

4.5.1 Introducción

La fluctuación de la elevación espacial y temporal de la superficie libre del mar en la región costera, depende de la presencia de las olas y de su periodo. Las olas son llamadas *olas largas* cuando la profundidad relativa d/L es menor a $1/20$ y ocurren en la región de aguas poco profundas, *olas cortas* cuando $d/L > 1/2$ y se registran en la región de aguas profundas y *olas intermedias* cuando se encuentran entre las fronteras anteriores, Ippen (1966) cit, de las cuales, las de mayor influencia son las dos primeras. Las olas cortas dan origen a ascensos y descensos locales en la zona de rompimiento y en el estrán con duración de segundos, mientras que las olas largas como son los *tsunamis* de varios minutos de duración, las *mareas astronómicas* y la *sobre elevación por tormenta* con duración de varias horas, comprenden zonas de área muy grande o tras fracturas que influyen en la fluctuación de la superficie del mar, son las debidas al derretimiento de las capas de hielo y al calentamiento o enfriamiento de las masas de agua; sin embargo, estas ocurren a escalas de largo plazo, que generalmente son de menor interés en los trabajos de ingeniería de costas.

4.5.2 Efectos de olas cortas

La variación de la altura de las olas de viento antes y después del punto de rompimiento produce la variación S del nivel del mar. *El descenso del nivel del mar* (set-down) se inicia antes del rompimiento de las olas hasta alcanzar un máximo (S_d) debajo del punto de rompimiento, donde $d = d_b$ respecto al nivel del mar en reposo (NMR); después se recupera en la zona de rompientes hasta llegar a un ascenso máximo (set-up) sobre la pendiente de la playa e igual a S_u , como se aprecia en la figura 4.14.

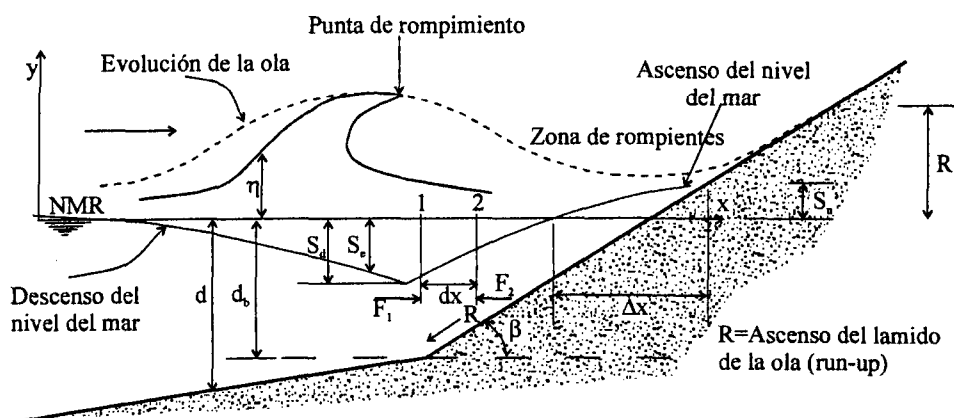


Figura 4.14 Ascenso y descenso del nivel del mar.

Ascenso y descenso en la zona de rompiente

La magnitud de esta variación del nivel del mar está asociada al flujo de la energía o a la cantidad de movimiento, expresado éste último por las ecuaciones 1.64 y éstas al *esfuerzo radial* S_{xx} en la dirección de propagación de la ola y perpendicular a la playa (un esfuerzo es equivalente a la rapidez de cambio de la cantidad de movimiento). El esfuerzo radial es un concepto introducido por Longuet-Higgins and Stewart, que se define como el exceso de transferencia de flujo de cantidad de movimiento de las olas e igual al flujo de la cantidad de movimiento por la presencia de la ola promediado a lo largo del periodo T , menos el flujo medio de la cantidad de movimiento en ausencia de las olas, Fredsøe (1994) cit., cuya componente principal en la dirección x perpendicular a la playa y coincidente con la propagación de la ola por unidad de ancho, es dada por:

$$S_{xx} = \frac{1}{T} \int_0^T \int_{-d}^{\eta} (p + \rho u^2) dy dt - \int_{-d}^0 p_0 dy \quad 4.174$$

La diferencia establecida en la ecuación 4.174 es también llamada *exceso del flujo de la cantidad de movimiento*. El primer término del segundo miembro representa el flujo total de la cantidad de movimiento producido por la ola y está compuesto por la velocidad media de las partículas inducida más la debida a la presión media de las mismas partículas situadas a la profundidad y .

Considerando los valores de u y p para la teoría lineal de las olas, resulta que:

$$S_{xx} = \frac{1}{16} \rho g H^2 \left(1 + \frac{4\pi d / L}{\sinh 4\pi d / L} \right) = \left(2n - \frac{1}{2} \right) E \quad 4.175$$

Similarmente, el esfuerzo radial S_{zz} en la dirección transversal sobre un plano perpendicular a las crestas de las olas es:

$$S_{zz} = \frac{1}{16} \rho g H^2 \frac{4\pi d / L}{\sinh 4\pi d / L} = \left(n - \frac{1}{2} \right) E \quad 4.176$$

$$\text{siendo } n = C_G / C = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{4\pi d / L}{\sinh 4\pi d / L} \right); \quad C_G \text{ es la celeridad de grupo.}$$

Si una ola se propaga con un ángulo θ respecto al eje x , entonces los esfuerzos radiales toman la forma:

$$S_{xx} = E \left[n (\cos^2 \theta + 1) - \frac{1}{2} \right] \quad 4.177$$

$$S_{zz} = E \left[n (\sin^2 \theta + 1) - \frac{1}{2} \right] \quad 4.178$$

El flujo de la cantidad de movimiento en la dirección x debido a la componente de la cantidad de movimiento en z da origen al esfuerzo cortante S_{xz} , cuyo valor es:

$$S_{xz} = \frac{1}{2} E n \sin 2\theta \quad 4.179$$

Para profundizar en éste tema se recomienda el trabajo de Longuet-Higgins and Stewart (1962).

Ascenso sin olas rompientes

Respecto a la figura 4.14, si se toma un volumen de control comprendido entre los planos verticales 1 y 2 separados una distancia dx y se establece el balance de fuerzas en la dirección x , igual a:

$$F_1 - F_2 - R_x = \frac{d}{dx} \left[S_{xx} + \frac{1}{2} \rho g (d + S)^2 \right] - \rho g (d + S) \frac{dd}{dx} dx = 0$$

o bien

$$\frac{dS_{xx}}{dx} + \rho g (d + S) \frac{dS}{dx} = 0 \quad 4.180$$

Esta es la ecuación para determinar la variación media del nivel del mar (ascenso y descenso) por efecto de las olas que se propagan en dirección perpendicular a la playa con pendiente moderada.

Se han diversas soluciones a la ecuación 4.180; así, Longuet-Higgins and Stewart, obtienen para el descenso del nivel del mar con olas no rompientes (de la zona de rompientes hacia el mar) la expresión siguiente:

$$S = S_e = -\frac{1}{8} \frac{k H^2}{\sinh 2\pi d / L} \quad 4.181$$

donde k es el número de onda $= 2\pi/L$.

Descenso máximo

El valor máximo del descenso $S = S_d$, ocurre en el punto de rompiente y es dado por:

$$S_d = -\frac{1}{16} \zeta_b^2 d_b \quad 4.182$$

Para el índice de profundidad de rompiente ζ_b con un valor de 0.8, S_d es menor al 5% de la profundidad de rompiente.

Ascenso con olas rompientes

En la zona de rompimiento, S_e crece desde el punto de rompimiento hasta la playa, donde la expresión válida del ascenso es:

$$S_e = S_d + \left(\frac{1}{1 + \frac{8}{3\zeta_b^2}} \right) d_b \quad 4.183$$

El valor máximo del ascenso e igual a $S=S_u$ es dado por:

$$S_u = S_d + \frac{dS_e}{dx} \Delta x \quad 4.184$$

donde $dS_e/dx = [1/(1+8/3 \zeta_b^2)] \tan \beta$, y $\Delta x = S_d/(\tan \beta - dS_e/dx)$.

Massie (1978) reporta otras soluciones, por ejemplo;

Para oleaje rompiente tipo deslizante, proporciona el valor medio de $S_e = \bar{S}_e$ en la zona de rompiente e igual a:

$$\bar{S}_e = \frac{3}{8} \zeta_b H_b \quad 4.185$$

donde H_b , es la altura de la ola rompiente. El valor máximo de S_e e igual a S_u es:

$$S_u = \frac{5}{16} \zeta_b H_b \quad 4.186$$

Para oleaje rompiente tipo zambullida, según Swart, la sobre elevación máxima es

$$S_u = \frac{1}{8} \zeta_b H_b \quad 4.187$$

4.5.3 Ascenso en lo alto de la playa

La última parte de la deformación de las olas a lo largo de su recorrido, ocurre en lo alto de la playa ó última región activa de la playa, llamada *estrán* (swash), delimitado por la traza correspondiente al descenso máximo del nivel del mar y al nivel máximo alcanzado por el *lamido de la ola* (uprush) ó recorrido del agua sobre lo alto de la playa. En ésta zona el movimiento del sedimento es también importante y donde pueden formarse series de montículos bajos (cusp) de arena, separados mas o menos a intervalos regulares que conforman una serie de micro celdas onduladas (micro bahías), como se observan en la figura 4.15.



Figura 4.15 Micro celdas onduladas en el estrán. Pie de la Cuesta, Acapulco, Gro.

Lamido de la ola

El flujo o *lamido de la ola* (swash), en la zona del estrán, se caracteriza por láminas de agua delgadas que se mueven hacia delante en lo alto de la playa debido a la inercia del colapso del frente abrupto de las olas incidentes. El flujo hacia abajo de la playa, en su mayor parte está sujeto a las fuerzas de gravedad y finaliza donde se encuentra con la siguiente ola, Brocchini (1995).

Altura del ascenso

La distancia vertical R comprendida entre el nivel del mar en reposo y el nivel máximo alcanzado por el ascenso de la ola en lo alto de la playa, se define como la *altura máxima del ascenso de la ola* sobre la playa (run-up), cuya fórmula establecida por Battjes (1974), sustentada en la ecuación de Hunt, y derivada de trabajos experimentales con oleaje rompiente sobre una playa de talud liso con ángulo β , se escribe como:

$$\frac{R}{H_0} = \xi_0 \quad \text{para } 0.1 < \xi_0 < 2.3 \quad 4.188$$

donde ξ_0 es llamado *parámetro de similitud* dado por:

$$\xi_0 = \frac{\tan \beta}{(H_0 / L_0)^{1/2}} \quad 4.189$$

H es la altura de la ola incidente y L_0 la longitud de la ola en aguas profundas.

Mase 1989, citado por Walton (2001), obtiene de experimentos en laboratorio, para playas impermeables y oleaje irregular, ecuaciones de R para condiciones diversas, tales como R_{max} (máximo desnivel) y R_2 (desnivel excedido por el 2% de los ascensos) que se expresan de la forma siguiente:

$$\frac{R_{max}}{H_0} = 2.32 \xi^{0.77} \quad 4.190$$

$$\frac{R_2}{H_0} = 1.86 \xi^{0.71} \quad 4.191$$

Mediciones de campo han demostrado que los valores de R normalmente coinciden con los calculados con la ecuación 4.191, tal es el caso de los trabajos de Ahrens and

Seelig (1996), quienes desarrollaron para playas de arena y grava, la ecuación siguiente, que incluye la pendiente del estrán y la pendiente de la playa en la zona de rompiente:

$$\frac{R_2}{H_0} = 4.1 \left(\frac{D_e}{D_R N} \right)^{1/2} \quad 4.192$$

donde, D_e es el diámetro medio del sedimento en la zona del estrán, D_R es el diámetro medio del sedimento en la zona de rompiente y $N = H_0/V_c T$; siendo V_c la velocidad de caída del sedimento del estrán y T es el periodo de la ola característica.

4.5.4. MAREMOTOS O TSUNAMIS

Los *maremotos* son grandes olas oceánicas también conocidas como *tsunamis*, nombre de origen japonés, éstos últimos engloban agentes de generación como son: las erupciones volcánicas, terremotos, desplazamientos de tierra submarina, explosiones nucleares e impacto de meteoritos con periodos de 5 a 60 minutos con alta velocidad de propagación, Wiegel (1964), Van Dorm (1965) y Lockridge (1985).

La gran mayoría de estas olas han ocurrido en el Océano Pacífico con incidencia en las costas del Continente Americano, Islas del Pacífico y Japón. Dependiendo de la distancia de su recorrido se clasifican en:

a.-Tsunamis locales, aquellos que arriban a una costa que se localiza dentro de la zona de generación a distancia de decenas de kilómetros cuyo recorrido dura algunos minutos.

b.-Tsunamis regionales, cuando la zona de generación se localiza a cientos de kilómetros de distancia y pocas horas de recorrido

c.-Tsunamis lejanos, éstos se presentan a distancia de la costa superior a 1000 kilómetros y tiempos de recorrido de más de 10 horas; a éste último tipo corresponde el tsunami generado por un sismo frente a las costas de Chile el 22 de Mayo de 1960, iniciado en las costas de Ensenada, México, después de 12 horas de recorrido. Las alturas de las olas pueden ser superiores a ocho metros y sobre elevaciones en tierra hasta de 30 metros, provocando inundaciones y en consecuencia daños cuantiosos.

Las costas del Pacífico Mexicano están expuestas a la llegada de estas olas, sin embargo la presencia de la Fosa Mesoamericana presenta una protección contra las de origen lejano, además de obligarlas a propagarse en forma paralela a la costa, con

disminución gradual de su altura y efectos destructivos; sin embargo, existe el riesgo de que los sismos generados en dicha fosa puedan provocar tsunamis de características catastróficas. De los 450 tsunamis registrados en el Océano Pacífico durante el Siglo XX, el 94% son de origen sísmico, DMPC (2001).

Debido a la baja frecuencia de presentación de este tipo de olas respecto a los huracanes y mareas astronómicas, en el presente trabajo no será tratada su hidrodinámica respecto a los procesos de transporte de sedimentos; sin embargo, no deja de representar un riesgo importante para la infraestructura costera y por supuesto pérdida de vidas humanas, Pararas-Carayaniss (1976), González and Medina (1998), Horikawa (2000).

4.5.5. Mareas astronómicas

El movimiento vertical de la superficie del mar generado por las fuerzas de atracción de la luna, el sol y otros cuerpos celestes es llamado *marea astronómica*. Este movimiento es periódico y constituye una ola larga cuyo ascenso y descenso es llamado *pleamar* y *bajamar* respectivamente, con periodos de seis horas o de 24 horas aproximadamente, lo que permite establecer tres tipos de mareas; la semidiurna con periodo de seis horas, la diurna con periodo de doce horas y la mixta que es una combinación de las dos primeras.

El término *nivel del mar* o *nivel del mar en reposo* significa la elevación de la superficie del mar sin la presencia de olas cortas u olas de viento, en consecuencia la variabilidad del nivel del mar debida a la presencia de la marea astronómica da origen a diversos niveles del mar, dependiendo de la amplitud de la misma (diferencia de elevación de la pleamar y bajamar sucesivas). Para las costas de México el rango de marea (diferencia entre pleamar máxima registrada y bajamar mínima registrada) se indica en la sección 1.2.1.3 y los niveles o *planos de mareas* se determinan con base al nivel medio del mar para un periodo de registro lo suficientemente largo, Secretaría de Marina (2000), cit., siendo éstos los siguientes:

Frecuentemente son utilizados dos tipos de mareas en la caracterización de la hidráulica de corrientes generadas por marea: *la marea viva* que ocurre cuando el sol y la luna están alineados y se asocian a las amplitudes o alturas máximas; mientras que las de alturas mínimas corresponden a la *marea muerta* que se presenta cuando el sol y la luna se

encuentran en cuadratura. Ambos tipos de mareas ocurren durante un periodo lunar de 29 días aproximadamente.

Tabla 4.5. Niveles o planos de mareas para las Costas Mexicanas. Secretaría de Marina (2000)

<i>Nivel Medio del Mar (NMM ó MSL)</i> : Promedio de las alturas horarias durante el periodo considerado.
<i>Pleamar Máxima Registrada (PMR ó HHW)</i> : Nivel más alto registrado durante el periodo considerado. Resultado de la superposición simultánea de la marea astronómica y otros fenómenos, como pueden ser los tsunamis y los huracanes.
<i>Nivel de Pleamar Media Superior (NPMS ó NHHW)</i> : Nivel medio de las pleamares más altas diarias registradas en el periodo considerado (mareas semidiurna y mixta)
<i>Nivel de Pleamar Media (NPM ó MHW)</i> : Como las mareas en el golfo de México son predominantemente de tipo diurno, este plano es igual al promedio de la pleamar más alta diaria durante el periodo considerado. Este plano es equivalente al de pleamar media superior.
<i>Nivel de Bajamar (MLW)</i> : Bajo la misma explicación dada para <i>NPM</i> , este nivel es igual al promedio de la bajamar más baja diaria durante el periodo considerado. Este plano es equivalente al de bajamar media inferior.
<i>Nivel de Bajamar Media Inferior (NBMI ó MLLW)</i> : Nivel medio de las bajamares más bajas diarias registradas en el periodo considerado (mareas semidiurna y mixta).
<i>Bajamar Mínima Registrada (BMR ó LLW)</i> : Nivel más bajo registrado durante el periodo considerado, resultado de la superposición simultánea de la marea astronómica y factores meteorológicos.

El estudio de la hidrodinámica de las ondas de marea se sustenta en las leyes de conservación de la materia y de conservación de la cantidad de movimiento, expresadas en las ecuaciones 1.52 y 1.61. Sin embargo la predicción de las mareas respecto al sistema de fuerzas asociadas al movimiento relativo de la tierra, la luna y el sol, se lleva a cabo mediante el *Análisis Armónico de Marea*, de registros de mediciones realizadas en un tiempo suficientemente largo con las siguientes consideraciones.

- La onda de marea en cualquier punto es el resultado de un número infinito de componentes, cada una con su propia periodicidad, ángulo de fase y amplitud.
- Cada componente es una armónica simple en el tiempo y son entre ellas mutuamente independientes.

Ambas consideraciones pueden ser expresadas por:

$$\eta(t) = a_0 + \sum_{i=1}^n a_i \cos\left(\frac{2\pi}{T_i} t - \delta_i\right) + n(t) \quad 4.193$$

donde η es el nivel de la marea observado en la estación de medición en el tiempo t , resultado de la superposición de n componentes η_i . El nivel medio del mar respecto a un plano de referencia es dado por la amplitud a_{0i} , fase δ_a , y periodo T_a para la componente i (de 1 a n) a_i , δ_i y T_i .

Otros factores físicos que contribuyen sobre la marea están representados por $zn(t)$, igual a la diferencia entre los valores de las mediciones registradas y los valores calculados con el modelo teórico. El detalle para el cálculo de las constantes armónicas se recomienda verlo en Ippen (1966) cit, Godin (1988) y Vincent (2001).

4.5.6. Mareas de tormenta

La sobre elevación del nivel del mar inducida por la acción de vientos huracanados recibe el nombre de *marea de tormenta*, cuya magnitud vertical puede alcanzar algunos metros en tan solo algunas horas.

Las ecuaciones que gobiernan la deformación de la superficie del mar, se derivan de las ecuaciones generales de Continuidad y de Movimiento 1.52 y 1.61, de tal forma, el flujo es unidimensional, el viento sopla con dirección y velocidad constante, la velocidad del agua es nula y el eje x es la dirección perpendicular a la línea de costa. Noble and Hendrickson (1974) y Dean and Dalrymple (1994) cit., reportan la ecuación básica linealizada que se expresa como:

$$\frac{d\eta}{dx} = \frac{K U U_x + \Omega f}{g(d + \eta)} \quad 4.194$$

donde η y d son la elevación de la superficie del mar y la profundidad a la distancia x referida al nivel del mar; U es la velocidad del viento a 10 m sobre la superficie del mar, U_x la componente de la velocidad del viento en la dirección x , K coeficiente adimensional de fricción de fondo, f coeficiente adimensional del flujo transversal, Ω parámetro de coriolis e igual a $0.5235 \sin \phi$, ϕ grados de latitud norte y g la aceleración de la gravedad.

En la ecuación 4.194, la acción del viento se manifiesta a través del esfuerzo cortante en la superficie mediante la forma de:

$$\tau_s = \rho K U U_x \quad 4.195$$

Siendo ρ la densidad del agua

$$K = 1.2 \times 10^{-6}, \text{ para } |U| \leq U_c \quad 4.196 \text{ a}$$

$$K = 1.2 \times 10^{-6} + 2.25 \times 10^{-6} \left(1 - \frac{U_c}{U}\right)^2, \text{ para } |U| > U_c \quad 4.196 \text{ a}$$

donde U_c es la velocidad crítica e igual a 5.6 m/s.

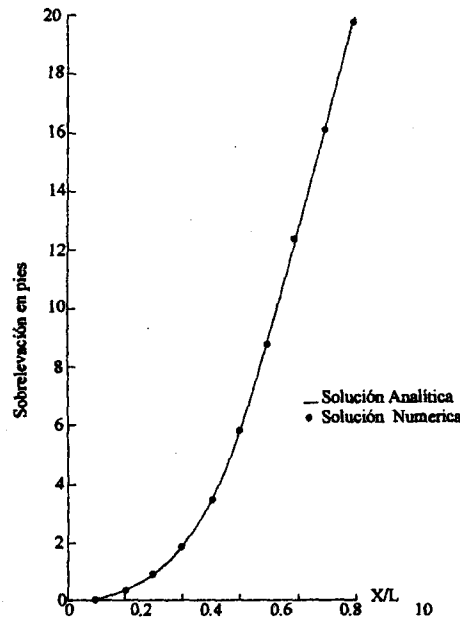


Figura 4.16 Sobre elevación por tormenta, Noble and Hendrickson. (1974)

En la solución de la ecuación 4.194 sobre la plataforma continental de longitud L y pendiente uniforme con viento soplando en la dirección perpendicular a la línea de costa, además de ignorar el efecto de flujo transversal, Noble and Hendrickson determinan la sobre elevación del nivel del mar por tormenta que es mostrado en la figura 4.16

El origen de la coordenada $x = 0$, se sitúa a la distancia L desde la playa hasta encontrar la profundidad d_0 que corresponde al punto donde la plataforma continental cambia de pendiente bruscamente.

Por su parte, Dean and Dalrymple cit., consideran que el viento actúa perpendicular a la costa con velocidad constante, que τ_s no es función de x , la pendiente de la plataforma es uniforme, entonces, $dd/dx = -d_0/L$ y $d = d_0(1-x/L)$, y la ecuación 4.194 se transforma en:

$$dx = -\frac{(d+\eta) d(d+\eta)}{\frac{d_0^2}{L} \left(\frac{d+\eta}{d_0} - A \right)} \quad 4.197$$

La solución de esta ecuación 4.197 es.

$$\frac{x}{L} = \left(1 - \frac{d+\eta}{d_0} \right) - A \ln \left(\frac{\frac{d+\eta}{d_0} - A}{1-A} \right) \quad 4.198$$

Estos autores definieron la ecuación 4.194 en el punto $d = d_0$, resultado que:

$$\frac{\eta(x)}{d_0} = \left(1 + \frac{2 A x}{L} \right)^{1/2} - 1 \quad 4.199$$

donde $A = n\tau_s L / \rho g d_0^2$, $n = 1 - \frac{\tau_0}{\tau_s}$, τ_0 el esfuerzo cortante en el fondo

La solución simultánea de las ecuaciones 4.198 y 4.199 para fondos planos y con pendiente, con $A = 0.01$ y 0.05 respectivamente y η entre 1.15 y 1.30 se muestra en la figura 4.17, observándose que la sobre elevación aumenta con la pendiente.

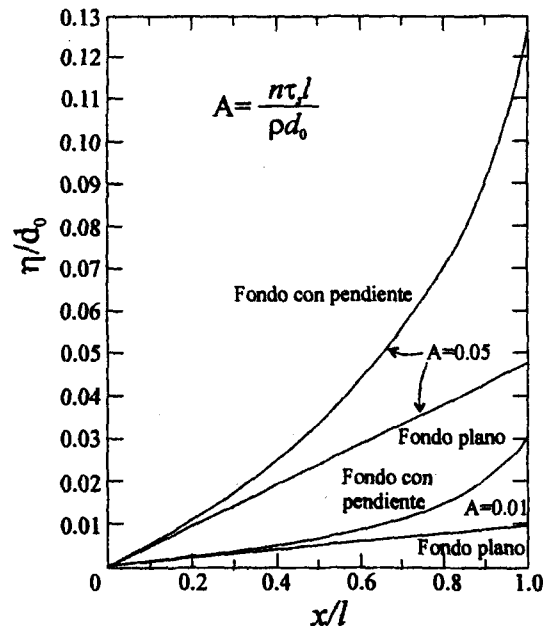


Figura 4.17.- Sobre elevación adimensional vs distancia adimensional.

De Dean and Dalrympe (1994)

4.6 CORRIENTES CERCA DE LA COSTA

4.6.1 Introducción.

El movimiento de una masa de agua está asociado a un campo de velocidades, en consecuencia a una corriente, donde cada partícula del fluido se desplaza. Con relación a la masa de agua oceánica, las corrientes presentan características específicas respecto a su origen y ubicación. El origen se asocia a las fuerzas internas y externas actuantes, así; las *corrientes oceánicas* son debidas a los gradientes de densidad entre distintas regiones o profundidades, ligadas a las diferencias de temperatura y salinidad, que pueden superponerse a los efectos de otras fuerzas de origen gravitatorio (mareas), rotación de la tierra (coriolis), y meteorológicas (vientos) que dan origen al grupo de corrientes llamadas de *deriva* y de *pendiente* respectivamente.

Las corrientes de deriva son producto de la combinación fundamental de las fuerzas de gravedad y de rotación de la tierra; mientras que las de pendiente son consecuencia de las primeras al provocar acumulación de volúmenes de agua en la costa, para después desplazarse en sentido contrario debido a la pendiente creada y afectada por las fuerzas de coriolis, Romanovsky (1968). Las *corrientes locales* o *corrientes litorales* se presentan en la región de la zona costera, de modo que en la plataforma continental la combinación de la marea y la sobre elevación por tormenta son factores dominantes, mientras que en la región de la playa lo son las fuerzas inducidas por las olas, esfuerzos cortantes por viento, mareas, sobre elevación por tormenta, descargas de los ríos y gradientes de densidad asociados con las corrientes oceánicas. El conocimiento de las corrientes litorales tiene gran importancia para la ingeniería respecto a la navegación, establecimiento de obras portuarias, plataformas marinas, tuberías submarinas, protección y conservación de playas, además de ser responsables del transporte de sedimentos, razón por la cual en el presente trabajo son éstas las de interés.

4.6.2 Corriente uniforme

Esta corriente sin la influencia de las olas y viento, podría considerarse la más simple de todos los tipos. Cruz (1997) cit., deduce para un flujo permanente unidireccional con capa límite laminar o turbulenta, que la distribución de velocidades en la vertical derivada de la ecuación general de movimiento tiene forma logarítmica, dada por la ecuación siguiente

$$u(y) = \frac{u_*}{\kappa} \ln(y / y_o) \quad 4.200$$

donde

$u_* = (\tau_o / \rho)^{1/2}$, velocidad al corte

τ_o = esfuerzo cortante en el fondo

y = elevación de cualquier punto respecto al fondo

$y_o = (\varepsilon_o / 30) + 0.11\nu / u_*$, elevación a la cual $u = 0$; $y_o = 0.11 \frac{\nu}{u_*}$ para régimen

hidráulicamente liso; $y_o = 0.033\varepsilon_o$ para régimen hidráulicamente rugoso.

d = profundidad total local

ρ = densidad del agua

$\kappa \approx 0.4$, constante de Karmán

ν = viscosidad cinemática del agua

ε_o = altura de la rugosidad efectiva del fondo

La ecuación 4.200 puede ser expresada en función de la velocidad media U en la vertical, de la forma

$$u(y) = U(\varepsilon \ln(y / d) + \varepsilon + 1) \quad 4.201$$

en la que

$$\varepsilon = 1 / [-\ln(y_o / d) - 1], \text{ coeficiente}$$

4.6.3. Movimiento inducido por las olas

Las velocidades de las partículas de agua del mar inducidas por las olas, desde la región de aguas profundas hasta el punto de rompimiento, son calculadas por las ecuaciones 4.18 a 4.23, para la teoría lineal, y las ecuaciones 4.79 y 4.80 para la teoría de segundo orden, de las cuales se derivan las ecuaciones para evaluar la velocidad horizontal máxima positiva de las partículas fluidas cerca del fondo, cuando $y = -d$ para el ángulo de fase $(kx - \sigma t) = \pi / 2$.

Velocidades orbitales

Para la teoría lineal la velocidad máxima de las partículas en el fondo resulta ser

$$u_{0,max} = \frac{agk}{\sigma} \frac{1}{\cosh kd} \quad \text{para la zona de aguas intermedias} \quad 4.202$$

$$u_{0,max} = \frac{a\sigma}{kd} \quad \text{para la zona de aguas poco profundas}$$

4.203

Velocidad de transporte de masa

Para la teoría de segundo orden de Stokes, la velocidad media de transporte de masa cerca del fondo se obtiene con la combinación de las ecuaciones 4.83 y 4.202 ó 4.203 e igual a:

$$\bar{U}_0 = \frac{u_{0,max}^2}{2C} \quad 4.204$$

Es importante distinguir que la velocidad orbital de la partícula en un punto fijo debajo de la cresta y del valle es máxima; para el primer caso la dirección de la velocidad es la misma a la de propagación de la ola (positiva) y en sentido contrario (negativa). Esta última u menor en 1.5 a 2 veces que la primera. Esta asimetría de velocidades se ve reflejada en la generación del transporte de masa, cuya velocidad es siempre en dirección positiva. La superposición de la velocidad orbital y la de transporte de masa cerca del fondo y promediadas en el periodo de la ola, da como resultado la velocidad total de la partícula en el fondo U_0 e igual a:

$$U_0 = u_{0,max} + \bar{U}_0 \quad 4.205$$

4.6.4. Corrientes en la zona de rompientes

Con base a lo establecido en la sección anterior, la velocidad máxima horizontal en el punto de rompimiento de la ola, $u_{0,max}$ ocurre cuando ésta es igual a la celeridad de la ola C , cuyo valor aproximado puede obtenerse de la teoría de la ola solitaria, ecuación 4.105 e igual a:

$$u_{0,max} = C = [g(H + d)]^{1/2} \quad 4.206$$

donde $(H + d)$, es la distancia medida desde la cresta de la ola rompiente hasta el fondo.

La disipación de energía por el rompimiento de las olas puede inducir fuertes corrientes en la zona de rompientes, que asociada a otros factores, la velocidad total u de la corriente en un punto puede expresarse como la superposición lineal de las componentes relacionadas:

$$u = u_{ol} + u_{ma} + u_v + u_{ov} \quad 4.207$$

donde: u_{ol} es la velocidad de la corriente generada por el rompimiento de las olas, u_{ma} la velocidad de la corriente por marea, u_v la velocidad de la corriente inducida por viento y u_{ov} la velocidad de la corriente del flujo oscilatorio debido a las olas de viento y a las olas largas.

Estas corrientes combinadas con otros patrones horizontales y verticales de corrientes locales producto de las descargas de ríos y de las bocas litorales, hacen más complicado el estudio de las mismas. Generalmente estas corrientes se clasifican en dos grandes grupos; el primero de *corrientes transversales a la playa* (Cross-Shore currents) y el segundo *corrientes a lo largo de la playa* (Longshore currents) ó *corriente longitudinal*. Las corrientes del primer grupo son predominantes cuando el oleaje llega con dirección perpendicular a la playa y las del segundo grupo se generan con la presencia de las olas cuando llegan oblicuamente a la playa.

Los patrones horizontales observados en campo y laboratorio respecto a los dos tipos de corrientes son los mostrados en la figura 4.18, en la cual se muestran dos regiones de

transporte de sedimentos debido a la presencia de corrientes. La primera llamada *zona exterior*, que se inicia por el lado del mar a la profundidad donde las fuerzas hidrodinámicas, por el movimiento oscilatorio de las partículas del agua, se equilibran con el peso de las partículas del sedimento del fondo, quedando éstas inestables, y en consecuencia fácilmente arrastradas por pequeñas corrientes hasta llegar a la zona de rompientes donde las características del movimiento se modifican. La segunda zona, identificada como *zona interior*, se extiende desde la línea de rompientes hasta lo alto de la playa donde ocurren las corrientes longitudinales, las transversales y las de zig-zag, causantes del arrastre del sedimento por el fondo y puesto en suspensión por la turbulencia generada en el rompimiento de las olas.

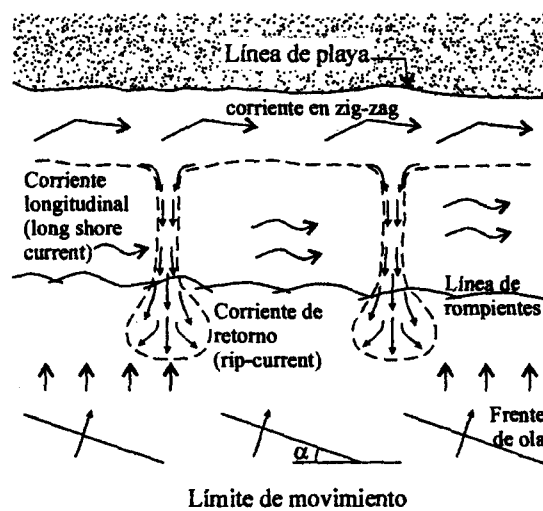


Figura 4.18 Patrones de corriente en la zona cercana a la costa.

Ecuación general.

La representación analítica general de las corrientes en la zona de rompientes, corresponde a las ecuaciones de cantidad de movimiento y la de continuidad, que en un plano vertical (x,y), McKee(2001), las expresa como

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + F_x + L_x + R_{ax} + R_{vx} \quad 4.208a$$

$$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} + F_{fy} + L_y + R_{ox} + R_{vy} \quad 4.208b$$

$$\frac{\partial(UV)}{\partial x} + \frac{\partial(Vd)}{\partial y} = 0 \quad 4.209$$

donde:

U = velocidad media temporal en la vertical de la corriente transversal.

V = velocidad media temporal en la vertical de la corriente longitudinal.

F_{fx}, F_{fy} = componentes transversal y longitudinal de la fricción en el fondo.

L_x, L_y = componentes transversal y longitudinal del mezclado lateral debido a los vórtices turbulentos.

R_{ox}, R_{oy} = componentes transversal y longitudinal del cambio del esfuerzo cortante radial debido al rompimiento del oleaje.

R_{sx}, R_{sy} = Componentes transversal y longitudinal del efecto del viento en la superficie.

$\bar{\eta}$ = altura de la sobre elevación del nivel del mar por el rompimiento de las olas.

En la literatura se encuentran muchos trabajos respecto a la solución analítica y numérica de estas últimas ecuaciones, a continuación se presentan algunos de ellos.

Corrientes longitudinales

El balance de las fuerzas involucradas en las corrientes sobre una playa recta con pendiente transversal uniforme, se debe únicamente a las fuerzas generadas por los gradientes de presión y de esfuerzos radiales, además de la fuerza de fricción en el fondo como se muestra en la figura 4.19.

En este esquema y considerando el flujo de la cantidad de movimiento asociado a las ecuaciones 4.208 a, 4.208 b y 4.209, además de las ecuaciones de los esfuerzos radiales S_{xy}, S_{yy} , según ecuaciones 4.177 y 4.179 respectivamente, Dean and Dalrymple(2002) enuncian la ecuación para corrientes longitudinales desarrollada por Longuet-Higgins, que se expresa como:

$$-\rho g(d+S) \frac{\partial S}{\partial y} - \left(\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) + (\tau_s - \tau_o) + \frac{\partial[(d+S)\tau_{xy}]}{\partial x} = 0 \quad 4.210$$

donde

$$\tau_o = \frac{\rho f}{4\pi} u_{0\max} V_y, \text{ esfuerzo cortante en el fondo}$$

f = coeficiente de fricción de Darcy-Weisbach

$u_{0\max}$ = velocidad máxima orbital en el fondo e igual a la ecuación 4.203

V_y = velocidad media en la vertical de la corriente longitudinal y función de x

τ_s = esfuerzo cortante en la superficie producido por el viento

τ_{xy} = esfuerzo cortante lateral por turbulencia

d = profundidad del fondo respecto del nivel del mar en reposo.

S = ascenso del nivel del mar por las olas

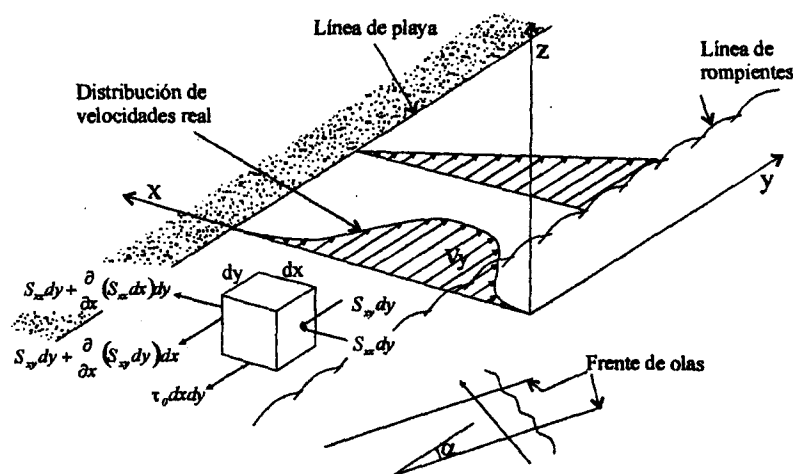


Figura 4.19. Balance de fuerzas en una corriente longitudinal

Solución Lineal.

Si en el esquema anterior no se considera la acción del viento, se desprecia el esfuerzo cortante lateral por turbulencia y las derivadas con respecto a y , además de suponer que el movimiento de la ola en aguas poco profundas se comporta bajo la teoría lineal donde la altura de la ola es igual a la ecuación 4.125, la solución de la ecuación 4.210 obtenida por Longuet-Higgins es:

$$V_y = \frac{5gk(d + \bar{\eta})}{2f} \tan \beta \cdot \frac{\sin \alpha}{C} \quad 4.211$$

donde

V_y = velocidad media en la vertical de la corriente longitudinal a la profundidad d , (m/s)

$$k[g(d + \bar{\eta})]^{1/2} / 2 \approx 0.4C$$

C = celeridad local de la ola.

α = ángulo de incidencia de la ola.

$\tan \beta^*$ = pendiente de la playa modificada por el ascenso de nivel del mar en la zona de rompientes e igual a $\tan \beta \left(1 + 3k^2/8\right)$

β = ángulo del perfil de la playa respecto a la horizontal.

ρ = densidad del agua.

$k = H_b / d_b$, índice de la rompiente ≈ 0.8

Se puede observar que la velocidad V_y , ecuación 4.211, aumenta con la profundidad local $(d + \bar{\eta})$ y el ángulo de incidencia, y disminuye con el coeficiente de fricción. La distribución transversal es triangular, con valor máximo en la línea de rompiente y cero en la línea de playa.

Solución no lineal.

Esta solución consiste en incluir al esquema anterior el efecto de mezclado lateral por turbulencia mediante el esfuerzo cortante $\tau_{xy} = \rho \nu_t \partial V / \partial x$, donde $\nu = kx(gd)^{1/2}$ es la viscosidad vorticosa, k es una constante y x la escala de longitud de mezclado en la zona exterior. El desarrollo de esta solución se hizo mediante el establecimiento de los parámetros adimensionales $X = x/x_r$ y $V_l = V/V_r$, donde x es la distancia al punto de interés, x_r es la distancia a la línea de rompiente, V es la velocidad de la corriente longitudinal a la distancia x y V_r la velocidad de la corriente longitudinal en la línea de rompiente. Estos parámetros al sustituirlos en la ecuación 4.211 se llega a

$$V_l = AX + B_1 X^{p_1} \quad \text{para } 0 < x < 1 \quad 4.212$$

$$V_l = B_2 X^{p_2} \quad \text{para } x > 1 \quad 4.213$$

donde los coeficientes y potencias son:

$$A = \frac{1}{\left(1 - \frac{5}{2}P\right)}$$

$$B_1 = \left(\frac{p_1 - 1}{p_1 - p_2}\right)A$$

$$B_2 = \left(\frac{p_2 - 1}{p_1 - p_2}\right)A$$

$$p_1 = -\frac{3}{4} + \left[\left(\frac{9}{16} + \frac{1}{P}\right)\right]^{1/2}$$

$$p_2 = -\frac{3}{4} - \left[\left(\frac{9}{16} + \frac{1}{P}\right)\right]^{1/2}$$

$P = \frac{8\pi \tan \beta k}{kf}$, índice de intercambio de cantidad de movimiento e igual a la relación de

la viscosidad vorticosa a la fricción en el fondo.

Los perfiles adimensionales correspondientes a las ecuaciones 4.212 y 4.213 se muestran en la figura 4.20, para diferentes valores de P . Se observa que para $P=0$ el perfil es igual al de la ecuación 4.211.

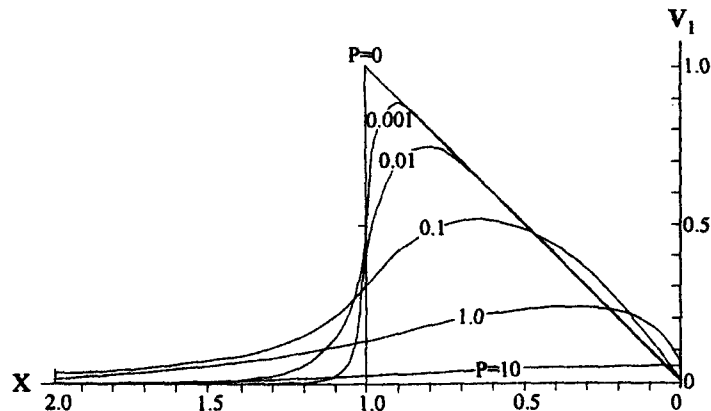


Figura 4.20 Perfiles adimensionales. De Fredsøe (1994)

Corrientes transversales.

El transporte de masa hacia la playa provocado por la superficie rodante de las olas rompientes, se concentra entre el valle y la cresta de éstas y es balanceado por un flujo en dirección contraria, por debajo del valle de las olas, llamado *resaca* (undertow), que según Dyhr-Nielsen and Sørensen (1970), está asociado a los esfuerzos cortantes inducidos por las olas, a la pendiente de la superficie del agua debido al ascenso y descenso del nivel del mar y el vórtice superficial que ocurren en la zona de rompientes, figura 4.21. El patrón de flujo de estas corrientes se muestra en la figura 4.22.

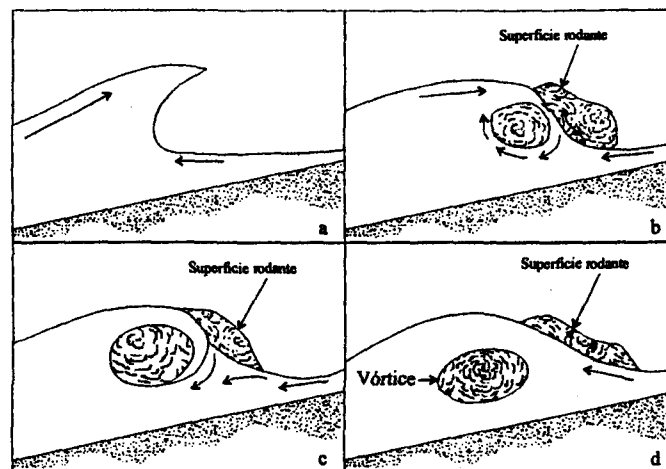


Figura 4.21 Superficie rodante y formación del vórtice superficial en olas rompientes
De van Rijn (1989)

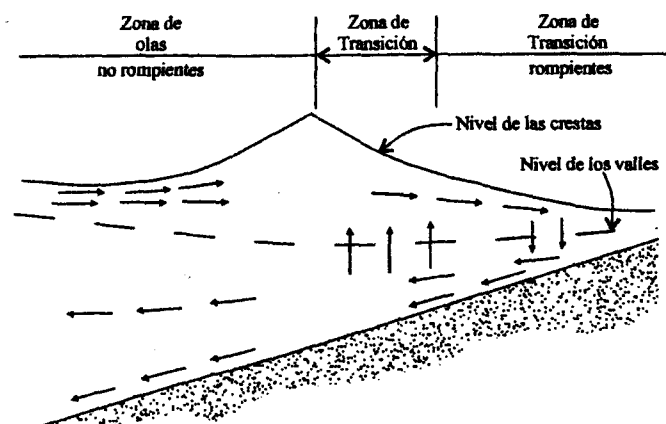


Figura 4.22 Patrón de flujo de corrientes transversales. De van Rijn (1989)

Velocidad media temporal en la vertical

Entre muchos de los modelos hidrodinámicos que permiten evaluar la magnitud de las corrientes transversales, se encuentran Hansen and Svendsen (1984) y los obtenidos por van Rijn(1989), que son simples y de primer orden de aproximación (teoría lineal en aguas poco profundas) que permiten calcular la masa M transportada arriba del nivel de valle durante el periodo T de la ola, como:

$$M = \frac{1}{8} \left(\frac{g}{d} \right)^{1/2} H^2 \quad 4.214$$

La velocidad media temporal en la vertical de la resaca u_r , es dada por

$$\bar{u}_r = 0.15 \frac{g^{1/2}}{d^{3/2}} H^2 \quad 4.215$$

donde

g = aceleración de la gravedad (m/s^2)

d = profundidad del perfil de la playa (m)

H = altura de la ola (m)

Con base al concepto de Svendsen (1984), la magnitud de la velocidad \bar{u} media en la vertical desde el fondo hasta el valle de la ola, se compone de la velocidad generada por las olas u_{ol} y la debida a la superficie rodante u_s , que en forma general se expresa como

$$\bar{u} = au_{ol} + bu_s \quad 4.216$$

donde a y b son constantes.

Winyu and Shibayama (1996), después de analizar los resultados de otros investigadores, determinan que la ecuación 4.216 puede escribirse

$$\bar{u} = 0.77 \frac{B_o \sigma H^2 \coth(kd)}{d} + 0.1b_1 \frac{CH}{d} \quad 4.217$$

donde

$$B_o = (1/T) \int_0^T (\eta/H) dt$$

C = celeridad de la ola L/T

L = longitud de la ola

T = periodo de la ola

H = altura de la ola

d = profundidad local respecto al nivel medio del mar

η = elevación de la superficie del agua respecto al nivel medio del mar

σ = frecuencia de la ola $2\pi / T$

k = número de onda $2\pi / L$

$b_i = 0$, para la zona exterior de la playa

$b_i = \left[1 / \left(H^{1/2} - 1 \right) - 1 / \left(H_b^{1/2} \right) \right] / \left[1 / \left(H_i^{1/2} - 1 \right) - 1 / \left(H_b \right)^{1/2} \right]$ para la zona de transición; y

$b_i = 1.0$ para la zona interior de la playa.

H_b y H_i = altura de la ola en puntos de rompimiento de la ola y de transición respectivamente.

Igualmente Winyu and Shibayama, con sustento en los trabajos de Okayasu et al. (1988), derivaron la ecuación para la velocidad media temporal puntual u a la altura y respecto al fondo, expresándose de la siguiente forma

$$u = b_i \rho^{1/3} D_e^{1/3} \left[b_2 \left(\frac{y}{d_v} - \frac{1}{2} \right) - 0.22 \left(\ln \frac{y}{d_v} - 1 \right) \right] + U \quad 4.218$$

donde

ρ = densidad del agua

$D_e = \rho g H^3 / 4 T d$, disipación de energía

d_v = profundidad del agua respecto al valle de la ola

$b_i = 0.3 + 0.7 b_2$ para la zona de transición y 1.0 para la zona interior

$b_2 = (x_r - x) / (x_r - x_i)$ para la zona de transición y 1.0 para la zona interior.

x = posición horizontal del punto de interés en dirección transversal a la playa.

x_r = posición horizontal de la línea de rompiente

x_i = posición horizontal del punto de transición

y = posición vertical respecto al fondo o la que se desee calcular u

Por otra parte, Kennedy et al. (1998), de trabajos de laboratorio, determinaron que la velocidad media temporal puntual de la resaca u_r , es dada por

$$u_r = \frac{\bar{u}_*}{\kappa} \ln \left(\frac{y}{y_o} \right) \quad \text{para} \quad y_o \leq y \leq \delta \quad 4.219$$

$$u_r = \bar{u}_{or} + \alpha y^2 \quad \text{para} \quad \delta < y < d_v \quad 4.220$$

donde

$$\bar{u}_* = \left(C_* f u_{o \max} |\bar{u}_{or}| \right)^{1/2} \frac{\bar{u}_{or}}{|\bar{u}_{or}|}, \text{ velocidad media al corte}$$

$\kappa = 0.4$, constante de Kármán

$y_o = \nu / (q \bar{u}_*)$, tamaño de la rugosidad del fondo para pendiente lisa. Si la pendiente es rugosa, entonces $y_o = 2D_{50} / 30$. También altura sobre el fondo a la cual la velocidad del flujo es nula.

D_{50} = diámetro medio del sedimento.

y = altura del punto respecto al fondo

$$\delta = C_\delta \frac{k}{\sigma} \left[\frac{1}{2} f u_{o \max} (U_{o \max} + 2|\bar{u}_{or}|) \right]^{1/2}, \text{ espesor de la capa límite (se asume que la capa}$$

límite de la resaca y de ola son iguales)

C_δ = constante con valor medio de 1.5

$\sigma = 2\pi / T$, frecuencia de la ola

$k = 2\pi / L$, número de la ola

$C_* \approx 2 / \pi$, coeficiente

ν = viscosidad cinemática del fluido

f = factor de fricción del fondo.

$$u_{o \max} = \frac{H\sigma}{2 \sinh(kd)}, \text{ velocidad máxima de la ola en el fondo.}$$

H = altura local de la ola

$$\bar{u}_{or} = \frac{1}{d_v} \left[Q + \frac{\bar{u}_*}{\kappa} \delta - \frac{\alpha}{3} (d_v^3 + 2\delta^3) \right] \text{ velocidad hipotética de resaca en el fondo en la}$$

ausencia de la capa límite δ

$$\alpha = \frac{1}{\delta^2} \left[\frac{\bar{u}_*}{\kappa} \ln\left(\frac{\delta}{y_o}\right) - \bar{u}_{or} \right], \text{ coeficiente para } y = \delta$$

$Q = \int_{y_o}^{d_v} u_r dy$, caudal de agua que se desplaza por debajo del valle de la ola, debido a la resaca.

Para calcular el factor de fricción puede emplearse las siguientes ecuaciones:

- Para pendiente rugosa

$$\frac{1}{4f^{1/2}} + \log \frac{1}{4f^{1/2}} = \log \left(\frac{A}{k_s} \right) - 0.08 \quad 4.221$$

- Para pendiente lisa

$$\frac{1}{8.1f^{1/2}} + \log \frac{1}{f^{1/2}} = \log R_e^{1/2} - 0.135 \quad 4.222$$

donde

$A = u_{o\max} / \sigma$, desplazamiento horizontal máximo de las partículas en el fondo.

$k_s = 30y_o$, rugosidad equivalente

$R_e = u_{o\max} A / \nu$, número de Reynolds

ν = viscosidad cinemática del agua.

Corrientes inducidas por viento.

Cuando un viento fuerte sopla cerca de la playa en dirección hacia tierra, genera olas y corrientes que influyen de manera importante en el proceso de transporte de sedimentos, diferente bajo condiciones del régimen de oleaje normal.

Estas olas y corrientes son producto de la transferencia de la cantidad de movimiento del viento sobre la superficie del agua, al producirse una fuerza de arrastre representada por el esfuerzo cortante. El flujo de la corriente generada en la superficie es en dirección hacia la costa, mientras que en el fondo es con dirección hacia el mar. Cuando el viento sopla con dirección hacia el mar el patrón de corriente es contrario al caso anterior, esto se muestra en la figura 4.23.

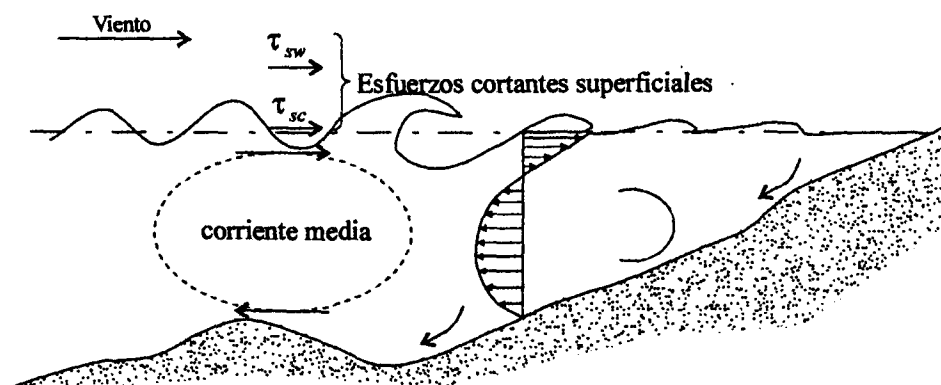


Figura 4.23 Distribución de velocidades por viento

El trabajo experimental de Matsunaga et al. (1996), llevado a cabo en un canal de olas, equipado con un extractor de viento y perfil de playa uniforme con pendiente 1/30, concluye que las corrientes inducidas por viento de tormenta son mayores a las producidas por las olas, situación que induce a pensar, que el efecto del viento sobre el transporte de sedimentos bajo condiciones de tormenta es más importante que el incremento de la relación de esbeltez de la ola. Para el parámetro normalizado y/d , donde y es la coordenada vertical respecto al nivel medio del mar y de la profundidad local, la velocidad u de la corriente hacia el mar ocurre en el rango $-10 \leq y/d \leq -0.1$, lo que representa que la corriente fuerte hacia la costa ocurre en una capa delgada cerca de la superficie del agua.

Cruz (1997) cit., indica que la variación vertical de la velocidad horizontal del flujo inducido por el viento $u(y)$, se expresa en términos de la velocidad media en la vertical U del mismo flujo inducido y es dada por:

$$u(y) = \frac{U}{(\alpha \ln \eta_b + \alpha + 1)} \left(\alpha \ln \frac{\eta}{\eta_o} + \ln \frac{1-\eta}{1-\eta_o} \right) \quad 4.223$$

donde

$$U = -\frac{u_*}{k} (\ln \eta_o + 1)$$

$k \approx 0.4$, constante de Karmán

$$Cf = \left(\frac{1}{8} f \right)^{1/2}, \text{ coeficiente de fricción}$$

$\eta = (1 - \eta_o - \eta_s)(y/d) + \eta_o$, profundidad adimensional

η_s = espesor relativo de la capa límite en la superficie del agua $\ll 1$

$\eta_o = y_o/d$, profundidad adimensional en el fondo. Si $\eta = \eta_o \ll 1$ entonces $u(u) = 0$

y = altura sobre el fondo

$y_o = \varepsilon_o / 30 + 0.11\nu / u_*$, altura sobre el fondo a la cual la velocidad $u = 0$

d = profundidad local

ε_o = rugosidad efectiva

$u_* = (1 + \alpha^2)^{1/4} (\tau_s / \rho)^{1/2} = C_f U$, velocidad al corte

$\tau_{sv} = C_{av} \rho_a W |W|$, esfuerzo cortante en la superficie del agua inducido por el viento.

W = velocidad del viento a 10m sobre la superficie del agua

ρ = densidad del agua

ρ_a = densidad del aire

$C_{av} \approx 0.009 / (W)^{1/2}$, coeficiente de arrastre por viento en la superficie del agua

$\alpha = -\frac{\ln(1 - \eta_i)}{\ln(\eta_i / \eta_o)}$ coeficiente

$\eta_i = 1 - \eta_s$ profundidad adimensional del punto de inflexión donde $u = 0$, y se localiza en el rango de $0.6 \leq \eta_i \leq 0.8$ diferente a η_b

Corrientes inducidas por viento y olas

La acción simultánea de viento y olas, produce un patrón de corrientes combinado de la mezcla de los patrones mostrados en la figura 4.19, 4.22 y 4.23. Este patrón es caracterizado por los esfuerzos cortantes de los flujos cortantes de los flujos generados y campos de flujo turbulentos complicados. La información en este campo, actualmente no es extensa, situación que se agudiza cuando se trata de estudios con vientos huracanados en la zona cercana a la costa, Yamashita et al (1998).

Dentro de la dificultad señalada, la simulación y evaluación de corrientes paralelas y transversales a la costa generadas por viento y olas, ha sido tratada mediante modelos matemáticos por Yamashita, anteriormente citado, y Kato (2000) entre otros. Estos estudios verificados con observaciones de campo bajo condiciones de tormenta, han permitido ampliar el conocimiento del mecanismo y estructura del patrón de corrientes generado, cuyos resultados principales se resumen a continuación:

- Se distinguen dos tipos de corrientes producidas por viento, las denominadas *corrientes de resaca al final de la tormenta*, debidas a los cambios de dirección del viento, y las *corrientes de resaca a mitad de la tormenta* debidas a la permanencia de los vientos perpendiculares a la playa en plena tormenta. Ambas corrientes son en dirección de mar adentro y diferentes a las corrientes de resaca inducidos por la olas.

- Las corrientes paralelas a la playa son más sensibles a la dirección del viento que a la de las olas. Las fuertes corrientes paralelas a la playa son debidas principalmente a vientos. Las corrientes paralelas a la playa inducidas por las olas son más pequeñas que las inducidas por el viento.
- Las corrientes transversales a la playa inducidas por olas, son generadas principalmente por las olas rompientes, que junto con las corrientes inducidas por viento, constituyen las corrientes transversales.
- Las corrientes en la zona de rompientes con dirección hacia mar adentro son inducidas por olas altas. Las corrientes fuera de la zona de rompiente son inducidas por vientos fuertes.
- La intensidad de las corrientes cerca del fondo es suficiente para transportar el sedimento en la región costera.
- El efecto del viento es indispensable para generar corrientes costeras, igual o más que los efectos de las olas en la región costera, dentro o fuera de la zona de rompimiento de las olas.

4.7 ESFUERZOS CORTANTES Y FRICCION EN EL FONDO

4.7.1 Introducción

En el interior de un fluido ideal, las fuerzas por unidad de área que se ejercen en la superficie de un volumen de control elemental son perpendiculares, denominadas presiones. En un fluido real las acciones de contacto no sólo son las presiones, sino que se presenta una componente tangencial cuyo rol es el de una fuerza de fricción como sucede en el movimiento relativo de dos superficies sólidas en contacto. En hidrodinámica, estas fuerzas con frecuencia son llamadas también de viscosidad, de resistencia, de fricción interna o tangencial de viscosidad que se manifiestan como esfuerzos cortantes, cuya magnitud depende del coeficiente de viscosidad.

La ecuación 1.61 corresponde al movimiento básico de los fluidos, en su origen representa el equilibrio dinámico de todas las fuerzas actuantes en el interior del fluido, compuestas por el grupo de fuerzas de cuerpo y fuerzas de superficie. Las fuerzas del primer grupo debidas al campo gravitacional y las de superficie debidas a los esfuerzos

externos normales y tangenciales actuantes en la superficie de las partículas del fluido. La interpretación de cada término de la ecuación de movimiento se trató en la sección 1.5.5.

Los esfuerzos normales y tangenciales están relacionados con la rapidez o velocidad de deformación lineal y angular respectivamente, los cuales que pueden expresarse en función de los gradientes de velocidad del flujo y del coeficiente de viscosidad. Para un fluido incompresible, viscoso o no y en reposo, se demuestra que los esfuerzos normales o presiones en un punto dentro del fluido son iguales en todas direcciones, mientras que los esfuerzos tangenciales son nulos, esta situación corresponde al equilibrio hidrostático. En el caso de un fluido incompresible viscoso o no pero en movimiento, el esfuerzo normal en una dirección dada, es igual al esfuerzo medio de los esfuerzos normales más el efecto viscoso en la misma dirección y los esfuerzos tangenciales son diferentes de cero.

La aplicación del sistema de ecuaciones 1.52 de conservación de masa y 1.61 de movimiento para fluidos incompresibles, son suficientes para obtener la solución de un problema hidrodinámico específico para las condiciones de frontera establecidas, como se trató en la determinación de las características de las olas. Para este problema, como para cualquier otro, las condiciones de frontera son cinemáticas y físicas. Por ejemplo, que la velocidad vertical en la superficie libre del agua es igual a la velocidad con que cambia el nivel de dicha superficie, o bien, que la velocidad normal en una frontera estacionaria es cero para el caso de condiciones cinemáticas. Para las condiciones físicas, puede considerarse que debido a la adherencia del fluido en una frontera rígida, las velocidades normal y tangencial a la frontera son nulas.

Establecidas las condiciones de frontera y otras simplificaciones o adición de factores específicos del fluido y del flujo, se determinan modelos hidrodinámicos vía solución analítica o modelación numérica para conocer la distribución de velocidades, presiones y esfuerzos cortantes.

Conocer el esfuerzo cortante en el fondo del mar es importante para estimar la pérdida de energía de las olas, la intensidad de las corrientes y el transporte de sedimentos. Se han llevado a cabo muchos estudios para determinar el valor de este esfuerzo para condiciones individuales de corrientes y olas regulares e irregulares, así como para la combinación de estos movimientos que tienen en cuenta la interacción no lineal. A continuación se presentan algunos modelos.

4.7.2 Modelos básicos del esfuerzo cortante hidrodinámico

Para un fluido homogéneo sujeto a una distribución de velocidades, generalmente el esfuerzo cortante instantáneo τ , en el interior del fluido, se expresa como

$$\tau = k \left(d\alpha / dt \right)^n \quad 4.224$$

donde k es un coeficiente de proporcionalidad, $d\alpha / dt$ la rapidez de deformación angular, y n es el factor de potencia. Los fluidos que obedecen la ecuación 4.224 son llamados fluidos de la *ley de potencias*; sin embargo, existen fluidos cuya variación de τ con $d\alpha / dt$ es mucho más compleja. Si $n > 1$, los fluidos son *dilatantes*, mientras que si $n < 1$ son denominados fluidos pseudoplásticos. Particularmente, cuando $n = 1$, corresponde a los fluidos *newtonianos*.

Los fluidos dilatantes y pseudoplásticos, se clasifican como fluidos no newtonianos, incluyendo en éstos a muchos compuestos químicos y suspensiones industriales. Dentro de este tipo de fluidos, existen aquellos que presentan un aumento de la viscosidad con el tiempo, y son llamados *tixotrópicos*; cuando la viscosidad disminuye los fluidos se denominan *reopéticos*.

La mayoría de los fluidos, inclusive el aire bajo condiciones específicas, presentan un comportamiento newtoniano.

Esfuerzos cortantes viscosos o de Newton

Cuando en la ecuación 4.224, $n = 1$, y la constante de proporcionalidad k igual al coeficiente de *viscosidad dinámica absoluta* o simplemente *viscosidad* μ , se transforma en la *ley de viscosidad de Newton* e igual a

$$\tau = \mu \left(\frac{d\alpha}{dt} \right) \quad 4.225$$

La viscosidad es una propiedad del fluido que mide la resistencia a fluir debido a la movilidad y cohesión de las partículas. Un efecto asociado con la viscosidad es el *no deslizamiento* de las partículas en contacto con la superficie de una frontera sólida, por tanto la partícula adquiere la velocidad de la frontera. Esta condición es verdadera hasta donde la hipótesis del continuo sea válida, lo que permite establecer que si la frontera es

fija, entonces la velocidad de ésta y de las partículas es cero, la rapidez de deformación aquí es máxima, así también el esfuerzo cortante.

Para un fluido newtoniano con flujo únicamente en la dirección x , y variación de la velocidad sólo en y , $u = u(y)$, la rapidez de deformación es $d\alpha/dt = du/dy$, en consecuencia, la ecuación 4.225 toma la forma siguiente

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad 4.226$$

Si el flujo es tridireccional y tridimensional, los esfuerzos tangenciales presentes en cada plano resultan ser

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad 4.227a$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \quad 4.227b$$

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad 4.227c$$

Esfuerzos cortantes turbulentos

En la sección 4.4.1, se hace una descripción del proceso de la turbulencia, de modo que al generalizar el valor instantáneo de cualquier variable A , ésta puede ser expresada en términos del valor medio temporal \bar{A} más el valor de la fluctuación A' , es decir

$$A = \bar{A} + A' \quad 4.228$$

mientras que

$$\bar{A} = \frac{1}{T} \int_0^{T} A dt \quad 4.229$$

donde T es el periodo en el que se determina el valor medio de la variable, que es mucho mayor al periodo de las fluctuaciones. El valor medio \bar{A} puede variar lentamente con el tiempo.

Para un flujo turbulento establecido y con base a la ecuación 4.228, las componentes de la velocidad total en las direcciones x, y, z se pueden expresar de la manera siguiente

$$u = \bar{u} + u' \quad 4.230a$$

$$v = \bar{v} + v' \quad 4.230b$$

$$w = \bar{w} + w' \quad 4.230c$$

Antes de sustituir estas funciones en las ecuaciones básicas del movimiento, se puede verificar, de la ecuación básica integral, ecuación 4.229, que las siguientes reglas estadísticas de promediación pueden aplicarse a cualquier cantidad turbulenta, por ejemplo a f y g :

$$\begin{aligned} \overline{\bar{f}} &= \bar{f} \quad ; \quad \overline{f \bar{g}} = \bar{f} \bar{g} \\ \overline{f' \bar{g}} &= 0 \quad ; \quad \overline{f + g} = \bar{f} + \bar{g} \\ \frac{\partial \bar{f}}{\partial s} &= \frac{\partial f}{\partial s} \quad ; \quad \overline{fg} = \bar{f} \bar{g} + \overline{f' g'} \\ \overline{\int f ds} &= \int \bar{f} ds \end{aligned} \quad 4.231$$

al sustituir la ecuaciones 4.230 y las ecuaciones 4.231 en las ecuaciones 1.52 y 1.61, resultan respectivamente las ecuaciones de continuidad 1.63, y las de cantidad de movimiento 1.64 para un flujo turbulento medio, llamadas *ecuaciones de Reynolds*.

Las ecuaciones de Reynolds 1.64, expresadas en términos de las fluctuaciones de las velocidades, resultan las ecuaciones 4.151, de las cuales se observa que los esfuerzos cortantes totales τ_{xy}, τ_{xz} y τ_{yz} , ecuaciones 4.152, se componen de dos partes; los esfuerzos cortantes viscosos y los esfuerzos cortantes turbulentos o esfuerzos cortantes de Reynolds, indicados en las ecuaciones 3.152 y 3.154, que en forma general pueden escribirse, por ejemplo, para el plano x, y como

$$\tau = \tau_{\mu} + \tau_t \quad 4.232$$

donde $\tau_{\mu} = \mu \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)$, esfuerzo cortante viscoso

$$\tau_t = -\rho \overline{u'v'} \quad , \text{esfuerzo cortante turbulento}$$

La dificultad consiste en evaluar el producto $\overline{u'v'}$. Independientemente de los grandes esfuerzos realizados en las últimas décadas para medir en laboratorio estas fluctuaciones, existen otras sugerencias de carácter semiempírico de gran utilidad, tal es el

caso de la tradicional consideración de Boussinesq, expresada en la ecuación 3.163, que conduce a presentarla en la forma

$$\tau = (\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial y} \quad 4.233$$

A partir del planteamiento de Boussinesq, se han propuesto otros modelos con buena aproximación, como el desarrollado por Prandtl bajo el concepto de la *longitud de mezcla*, del cual se deriva la viscosidad turbulenta μ_t , que es aproximadamente igual a

$$\mu_t \approx \rho l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad 4.234$$

donde l , es la *longitud de mezcla*, que representa la distancia media recorrida por un elemento fluido fluctuante antes de adquirir la velocidad de la nueva región.

Un modelo diferente es el Kármán, y establece que el movimiento turbulento difiere de punto a punto en las escalas de longitud y tiempo, de manera que l es equivalente a

$$l = \kappa \left| \frac{(d\bar{u}/dy)}{(d^2\bar{u}/dy^2)} \right| \quad 4.235$$

donde κ es una constante empírica

Esfuerzos cortantes en la pared

Debido a que la turbulencia puede iniciarse a lo largo de fronteras rígidas (pared) o en fronteras de contacto entre zonas del flujo con diferente velocidad, se clasifica como turbulencia en la pared y turbulencia libre respectivamente, que para ambos casos se desarrolla como una consecuencia de los esfuerzos cortantes y que se mantienen por las fluctuaciones turbulentas; en resumen, la turbulencia se inicia y se mantiene por la presencia de los esfuerzos cortantes.

El retardo que sufre el flujo de un fluido en una pared, da origen a la presencia de una *capa límite* compuesta de tres regiones horizontales; región interior, región exterior y región de transición o de traslape.

En la región interior usualmente laminar, los esfuerzos cortantes dominantes son los viscosos, donde el perfil de velocidades $\bar{u}(y)$, en una sección, depende del esfuerzo cortante en la pared τ_o , propiedades del fluido ρ y μ y de la distancia y a la pared:

$$\bar{u} = f(\tau_o, \rho, \mu, y) \quad 4.236$$

Para la región exterior, los esfuerzos dominantes son los cortantes turbulentos, por lo que el perfil vertical de velocidad media temporal puntual $\bar{u}(y)$, también inferior a la velocidad de la corriente general U (campo potencial), depende del esfuerzo cortante en la pared, del espesor de la capa límite δ , de ρ , y , y del gradiente de presión de la corriente general dp/dx

$$U - \bar{u} = f(\tau_o, \rho, y, \delta, dp/dx) \quad 4.237$$

En la región de transición, comprendida entre las regiones interior y exterior, de espesor no permanente, son función de las condiciones específicas del flujo, sin embargo, en esta región los esfuerzos cortantes viscosos y turbulentos son igualmente importantes, y las velocidades medias temporales puntuales son iguales a las de las ecuaciones 4.236 y 4.237.

Para cada una de estas regiones, Prandtl y Kármán, White (1991) cit., estimaron que los valores de l son aproximadamente iguales a

$$\text{Región interior:} \quad l \approx y^2 \quad 4.238a$$

$$\text{Región de traslape} \quad l \approx \kappa y \quad 4.238b$$

$$\text{Región exterior} \quad l \approx \text{constante} \quad 4.238c$$

donde κ es la misma constante de la ecuación 4.235 e y la altura del punto de interés respecto al fondo.

Debido a la presencia de las diferentes regiones y al valor diferente de l , desafortunadamente no existe una ecuación simple que describa el perfil de la velocidad a todo lo largo del espesor δ ; sin embargo, se han deducido ecuaciones de uso común para las diferentes regiones, como las que a continuación se mencionan:

Región de capa límite laminar

Prandtl, en Li and Lam (1964), supone un flujo unidireccional sobre una frontera lisa, y el esfuerzo cortante total dentro de la capa límite constante, pero, en la región interior, donde la influencia de la viscosidad es importante (flujo laminar) el valor de $\tau_i = 0$; mientras que, en la región exterior, propiamente turbulenta, el valor de $\tau_\mu = 0$. Para la región interior, la velocidad $u \equiv \bar{u}$, el gradiente de velocidad $\partial u / \partial y$ es constante, y $l = \kappa y$. Al sustituir estos valores en la ecuación de Reynolds 3.151, y asumiendo que $u' = v' = 0$ para $y=0$, se tiene que

$$\tau \approx \tau_o = \tau_\mu = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \equiv \mu \frac{u}{y} \quad 4.239$$

Región de capa límite turbulenta

Para la región turbulenta con las mismas condiciones anteriores, y haciendo uso de las ecuaciones 3.163, 4.234 y 4.235, resulta que

$$\tau \approx \tau_o = \rho \kappa^2 y^2 \left. \frac{d\bar{u}}{dy} \right| \left. \frac{d\bar{u}}{dy} \right| \quad 4.240$$

si, $d\bar{u}/dy$ y $|d\bar{u}/dy|$ son siempre positivos, entonces se obtiene que

$$\frac{1}{u_*} \frac{d\bar{u}}{dy} = \frac{1}{\kappa y} \quad 4.241$$

donde, u_* es una cantidad que tiene las dimensiones de velocidad, por lo que se denomina *velocidad al corte* e igual a

$$u_* = (\tau_o / \rho)^{1/2} \quad 4.242$$

Para integrar la ecuación 4.241, se requiere que el límite inferior sea diferente de cero para no tener una indeterminación, por tanto $y = y_o \neq 0$ donde $\bar{u} = 0$. El límite superior será para otro valor de y donde $\bar{u} \neq 0$, teniéndose entonces

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y}{y_o} \right) \quad 4.243$$

κ es la misma constante de las ecuaciones anteriores, y es llamada, *constante de Kármán*, de valor aproximadamente igual a 0.4. De los trabajos de Nikuradse sobre flujos con fondos (paredes) hidráulicamente rugosos, se obtiene que $y_o = k_s/30$, ($u_* k_s / \nu > 70$), donde k_s es la rugosidad equivalente del fondo $y_o = \nu/9u_*$ para flujos hidráulicamente lisos.

Esfuerzo cortante cerca de la frontera

Con referencia a las ecuaciones 4.239, 4.241 y 4.243, se deduce que el esfuerzo cortante en el fondo (esfuerzo cortante en la pared) τ_o puede ocurrir bajo dos condiciones distintas:

- Primera condición, cuando $u = v = 0$ con $y = 0$. Para este caso τ_o se identifica como esfuerzo cortante en el fondo.
- Segunda condición, cuando $u = v = 0$ con $y = y_o \neq 0$. Aquí τ_o se identifica como esfuerzo cortante cerca del fondo.

Prandtl, integró las ecuaciones de Navier Stokes cerca del fondo, fuera de la capa límite, donde la velocidad \bar{u} es igual a la velocidad media de la corriente general U . Asumiendo que el gradiente de presión en la dirección x es nulo, resulta que el esfuerzo cortante cerca del fondo o sobre la superficie de la frontera vale

$$\tau_o = \frac{1}{2} \rho c_f U^2 \quad 4.244$$

donde c_f es un coeficiente de resistencia

Por otra parte, Chow (1959) cit., demuestra que el esfuerzo cortante en el fondo de un canal con flujo permanente y no permanente es igual a

$$\tau_o = \rho g R S = \rho u_*^2 \quad 4.245$$

De las ecuaciones de Chezy y de Manning, la ecuación 4.244 se transforma en la ecuación o *ley de fricción cuadrática* e igual a

$$\tau_o = \rho g \frac{U^2}{C^2} = \frac{1}{8} \rho f U^2 = \rho C_A U^2 \quad 4.246$$

donde, U es la velocidad media en la vertical, R el radio hidráulico, S la pendiente hidráulica, C el coeficiente de Chezy, f el coeficiente de Darcy-Weisbach, ρ la densidad del fluido, g la aceleración de la gravedad, n coeficiente de fricción de Manning y $C_A = f / 8 = g / C^2 = gn / d^{1/3}$ coeficiente de arrastre.

Comparando las ecuaciones 4.24 y 4.246, se observa que ambas demuestran que el esfuerzo cortante en el fondo se expresa en términos de una ley de fricción cuadrática; por supuesto para calcular f existen modelos diferentes derivados de trabajos experimentales para condiciones diversas del flujo y de las fronteras, como los indicados en las ecuaciones 4.221 y 4.222, van Rijn (1989) cit..

Alrededor de los esfuerzos cortantes básicos, se han establecido otros modelos de esfuerzos cortantes, que dependen de las características específicas del flujo medio, y a su vez de la velocidad media temporal puntual derivada de las ecuaciones de movimiento, de energía o de resultados experimentales, como los indicados en la sección 4.6.

El mecanismo de generación de la velocidad media temporal puntual o media en la vertical, y en consecuencia del esfuerzo cortante medio temporal puntual o en el fondo, puede ser una corriente, una ola, el viento, o la combinación de éstos, cuyas cantidades pueden ser utilizadas en las ecuaciones anteriormente establecidas con sus modificaciones respectivas, como se verá más adelante.

El esfuerzo cortante en el fondo, definido por la ecuación 4.246, corresponde al valor global o total, que puede estar integrado por las siguientes partes:

- Esfuerzo cortante producido por la fricción del flujo sobre las partículas o granos del sedimento, τ_{oD}
- Esfuerzo cortante producido por la fricción del flujo sobre la rugosidad del fondo, asociado a la forma del mismo, τ_{of} .

Esto último conduce a las siguientes igualdades, van Rijn (1989) cit., y Soulsby (1998) cit.

$$\tau_0 = \tau_{oD} + \tau_{of} = \frac{1}{8} \rho f U^2 \quad 4.247a$$

$$f = f' + f'' \quad 4.247b$$

$$k_s = k'_s + k''_s \quad 4.247c$$

f' = coeficiente de fricción de Darcy, asociado a las partículas del sedimento

f'' = coeficiente de fricción de Darcy, asociado a la forma del fondo.

k_s = tamaño efectivo de la rugosidad.

k'_s = tamaño de la rugosidad asociado al diámetro de los granos del sedimento.

k''_s = tamaño de la rugosidad asociado a la forma del fondo.

Similarmente ocurre con la velocidad al corte u_* , además de que cada parámetro es aplicado a los mecanismos de generación de los esfuerzos cortantes, es decir:

Para corrientes; $\tau_{oc} = \tau_{oDc} + \tau_{ofc}$

Para olas; $\tau_{ool} = \tau_{oDol} + \tau_{ofol}$

Es importante señalar que en cada una de las igualdades anteriores, el término que actúa en el movimiento del sedimento y en consecuencia en el cálculo del inicio del movimiento del sedimento y en el arrastre del mismo, es el correspondiente al producido por la fricción sobre los granos; así la ecuación 4.247a, se reduce a $\tau_o = \tau_{oD}$

Esfuerzo cortante cerca del fondo producido por oleaje no rompiente.

Para un flujo oscilatorio (olas), la presencia de la velocidad en el fondo presenta dirección alternativa, razón por la cual en la ecuación 4.246 se introduce un valor absoluto, transformándose en

$$\tau_o = \frac{1}{8} \rho f U |U| \quad 4.248$$

El esfuerzo cortante instantáneo máximo $\tau_{omáx}$, producido por las olas no rompientes, inmediatamente arriba de la capa límite y su relación con el coeficiente de fricción f , es dado por la combinación de las ecuaciones 4.202 y 4.246, en Staub et al (1984)

$$\tau_{omáx} = \frac{1}{2} \rho f u_{omáx}^2 \quad 4.249$$

con $f = e^{[-5.977 + 5.213(\xi' k_s)^{-0.194}]}$; $k_s = 2.5 D_{50}$

$$k_s = 2.5 D_{50}$$

ξ_o = Desplazamiento horizontal de las partículas fluidas en el fondo producido por la ola

Se asume que f es constante durante el ciclo de la ola, con valores que se asocian a diferentes regímenes hidráulicos, contándose entre otros, los modelos de Jonsson referidos por van Rijn (1989) cit.

- Flujo laminar

$$f = 2 \left(\frac{U_o \xi_o}{\nu} \right)^{1/2} \quad 4.250$$

donde

$\xi_o = \frac{H}{2 \sinh kd}$, desplazamiento máximo de la partícula inmediatamente arriba del espesor de la capa límite δ

$U_\delta = \sigma \xi_o$, velocidad inmediatamente arriba de la capa límite

H = altura de la ola

d = profundidad local del fondo respecto al nivel medio del mar

$k = 2\pi / L$, número de ola

$\sigma = 2\pi / T$, frecuencia angular de la ola

L = longitud de la ola

ν = viscosidad cinemática del agua

- Flujo turbulento con fondo hidráulicamente liso

$$0.25 f^{-0.5} + 2 \log(0.25 f^{-0.5}) = -1.55 + \log(U_o \xi_o / \nu) \quad 4.251a$$

- Flujo turbulento con fondo hidráulicamente rugoso

$$0.25 f^{-0.5} + \log(0.25 f^{-0.5}) = -0.08 + \log(\xi_o / k_s) \quad 4.251b$$

para $\xi_o / k_s \leq 1.57$

donde k_s es el tamaño efectivo de la rugosidad

Bonefille (1976) cit., refiere a Eagleson respecto a su modelo para determinar el esfuerzo cortante en el fondo promediado en el periodo T de la ola e igual a

$$\tau_o = 0.9 \frac{u_{o\max}}{\delta} \quad 4.252 \text{ a}$$

donde $\delta = \left(\nu \frac{T}{\pi} \right)^{1/2}$, que al sustituir en la ecuación 4.252a, se obtiene que

$$u_* = 2.2 \left[\frac{\nu H^2}{T^3 \sinh kd} \right]^{1/4} \quad 4.252 \text{ b}$$

Esfuerzo cortante cerca del fondo para oleaje rompiente

Longuet-Higgins, en la ecuación 4.210 considera que el esfuerzo cortante cerca del fondo τ_o para ola rompiente, es producto de la velocidad máxima orbital de la ola en el fondo $u_{o\max}$ y de la velocidad media en la vertical de la corriente longitudinal V_y e igual a

$$\tau_o = \frac{\rho f}{4\pi} u_{o\max} V_y \quad 4.253$$

donde ρ es la densidad del agua y f el coeficiente de fricción de Darcy-Weisbach.

Deigaard et al. (1991), establece a partir de resultados experimentales, que el esfuerzo cortante medio en la vertical en la zona de rompientes, no es diferente al esfuerzo cortante medio por oleaje no rompiente; sin embargo, presenta una fuerte variabilidad de ola a ola. Posteriormente, en 1993, el mismo Deigaard, en O'Connor (1998) cit., establece que el esfuerzo cortante medio en el fondo, en la zona de rompiente, se debe al movimiento de la ola, a la superficie rodante y al gradiente hidráulico por el ascenso y descenso del nivel del mar. El modelo propuesto es

$$\frac{\tau_o}{\rho} = \frac{3g}{16} \frac{\partial H^2}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left| \frac{AC}{T} \right| - g d S \quad 4.254$$

donde

g = aceleración de la gravedad

H = altura de la ola

$A = 0.9 H^2$, área de la superficie rodante

C = celeridad de la ola

T = periodo de la ola

S = pendiente de la superficie del agua

x = distancia en la dirección x

Esfuerzo cortante por viento

Con base a los trabajos de Smith (1991 y 1996), Cruz (1997) cit., deriva la distribución vertical lineal del esfuerzo cortante, dada por

$$\tau = \left[(-\tau_{oc})^2 + \tau_{sv}^2 \right]^{1/2} = \left(\alpha^2 \tau_{sv}^2 + \tau_{sv}^2 \right)^{1/2} = \tau_{sv} (1 + \alpha^2)^{1/2} \quad 4.255$$

donde

τ = esfuerzo cortante a cualquier profundidad y

τ_{sv} = esfuerzo cortante en la superficie inducido por el viento, cuyo valor se deduce en la ecuación 4.223

$\tau_{oc} = u_*^2 \rho$, esfuerzo cortante en el fondo (de la ecuación 4.243)

η = profundidad adimensional, definida en la ecuación 4.223

$u_* = C_f U$, velocidad al corte igual a la indicada en la ecuación 4.223

$\alpha = \tau_{oc} / \tau_{sv}$, igual al valor indicado en la ecuación 4.223

U = velocidad media en la profundidad, igual a la indicada a la ecuación 4.223

Esfuerzo cortante por olas y corrientes combinadas.

El esfuerzo cortante en el fondo, debido a la combinación de olas y corrientes (con dirección ϕ respecto a la de propagación de la ola), puede ser determinado, Van Rijn (1989) cit., por la suma de los vectores de los esfuerzos de la ola y corriente, los que están relacionados con sus velocidades respectivas, arriba del fondo, a la distancia δ (espesor de la capa límite), e igual a

$$\tau_o = \tau_{oc} + \tau_{ool} \quad 4.256$$

donde

τ_o = Esfuerzo cortante en el fondo promediado en el tiempo para la combinación de olas y corrientes

$\tau_{oc} = \frac{1}{8} \rho f U_c^2$, esfuerzo cortante en el fondo, promediado en el tiempo y relativo a la corriente e igual a la ecuación 4.246.

$\tau_{ol} = \frac{1}{2} \rho f_o u_{o\max}^2$, esfuerzo cortante en el fondo promediado en el tiempo, relativo a las olas.

U_c = velocidad media en la vertical de la corriente

$u_{o\max}$ = Velocidad máxima en el fondo por las olas

f = Coeficiente de fricción de Darcy-Weisbach

f_o = Factor de fricción constante en un ciclo de ola e igual a

- Flujo laminar

$$f_o = 0.019 \left(\frac{U_{o\max} \xi_o}{\nu} \right)^{-1/2}$$

- Flujo turbulento hidráulicamente liso

$$f_o = 0.09 \left(\frac{U_{o\max} \xi_o}{\nu} \right)^{-1/2}$$

- Flujo turbulento hidráulicamente rugoso

$$f_o = e^{\left[-6 + 5.2 \left(\frac{\xi_o}{k_s} \right)^{-0.19} \right]}$$

ξ_o = Desplazamiento máximo horizontal en el fondo de las partículas fluidas producidas por las olas

k_s = Tamaño de rugosidad efectiva

ρ = Densidad del fluido

ν = Viscosidad cinemática del fluido

Por otra parte Soulsby et al. (1993), llevaron a cabo la revisión de más de veinte diferentes teorías y modelos, con bases de datos experimentales existentes en la literatura, relacionados con la acción conjunta de flujos de olas y corrientes donde el esfuerzo cortante resultante en el fondo durante un ciclo de ola, es diferente a la simple suma lineal de los esfuerzos individuales producidos por tales flujos, lo cual se debe a la interacción no lineal de éstos en la capa límite. La comparación de los diferentes modelos se sustentó bajo los siguientes parámetros adimensionales

$$Z = \frac{\tau_{om}}{\tau_{oc} + \tau_{ool}}$$

que muestra el efecto de las olas sobre el esfuerzo cortante medio

$$Y = \frac{\tau_{om\acute{a}x}}{\tau_{oc} + \tau_{ool}}$$

que muestra el efecto de la corriente sobre el esfuerzo cortante máximo, y

$$X = \frac{\tau_{oc}}{\tau_{oc} + \tau_{ool}}$$

que describe el esfuerzo relativo de la corriente al de la ola

Esta comparación arrojó diferencias entre el 30 % y 40 %, y diferencias superiores en un factor de tres en condiciones de dominio de las olas. De estos modelos, los autores derivaron otro, que en algunos casos proporciona una aproximación de hasta $\pm 5\%$, y se expresa como

$$\tau_{om} = \tau_{oc} \left[1 + 1.2 \left(\frac{\tau_{ool}}{\tau_{oc} + \tau_{ool}} \right)^{3.2} \right] \quad 4.257a$$

$$\text{y} \quad \tau_{om\acute{a}x} = \left[(\tau_{om} + \tau_{ool} \cos \phi)^2 + (\tau_{ool} \sin \phi)^2 \right]^{1/2} \quad 4.257b$$

donde

τ_{om} = Esfuerzo cortante medio en el fondo, necesario para determinar la difusión del sedimento

$\tau_{om\acute{a}x}$ = Esfuerzo cortante máximo en el fondo, necesario para determinar el inicio del movimiento del sedimento

τ_{oc} = $\rho C_A U_c^2$, esfuerzo cortante producido por la corriente

τ_{ool} = $\frac{1}{2} \rho f U_{om\acute{a}x}^2$, esfuerzo cortante producido por las olas

C_A = Coeficiente de arrastre para una corriente permanente en ausencia de olas. Puede calcularse de cualquiera de las formas siguientes

$$C_A = \frac{f}{8} = \frac{g}{C^2} = \frac{gn^2}{d^{1/3}} \quad 4.258a$$

$$\text{ó} \quad C_A = \alpha \left(\frac{y_o}{d} \right)^\beta \quad 4.258b$$

siendo

f = Coeficiente de fricción de Darcy- Weisbach

C = Coeficiente de fricción de Chezy

n = Coeficiente de rugosidad de Manning

$\alpha = 0.0474$ }
Según la ley de Manning-Strickler

$\beta = 1/3$

$\alpha = 0.0190$ }
Según la ley de Dawson et al.

$\beta = 0.208$

y_o = Altura sobre el fondo donde la velocidad vale cero

d = Profundidad total

U_c = Velocidad media en la vertical de la corriente permanente

$u_{o\max}$ = Velocidad orbital cerca del fondo

ϕ = Dirección de la corriente respecto a la dirección de propagación de la ola

Simons (2000) y otros investigadores, reportan en la literatura existente, un sin número de trabajos específicos experimentales y de modelación numérica para determinar el efecto de diferentes factores, actuando solos o combinados bajo condiciones distintas, tales como; olas, corrientes inducidas por viento, mareas, rugosidad del fondo, estructura turbulenta, etc., pero sin embargo los principios básicos se sustentan en los modelos de ecuaciones descritas.

Esfuerzos cortantes de corrientes inducidas por viento.

Liu and Pérez (1971), estudiaron analíticamente la circulación inducida por viento en aguas poco profundas de cuerpos pequeños y de forma simple, con el propósito de incrementar el conocimiento de la influencia del viento en el tratamiento de aguas negras en estanques. Las conclusiones derivadas son:

- Cerca de la superficie del agua, se genera movimiento en la dirección del viento y cerca del fondo en dirección contraria.
- El patrón de circulación es esencialmente tridimensional

- El perfil vertical de velocidades es semejante para cualquier velocidad de viento, sin embargo, el punto cero (de cruce con la vertical) se mantienen aproximadamente en la misma posición relativa, mientras que cerca de los taludes se desplaza hacia arriba.

Wu J. (1975), de estudios experimentales en canal sobre corrientes inducidas por viento, encontró lo siguiente:

- El perfil vertical de velocidades inmediatamente debajo de la superficie del agua varía linealmente.
- El esfuerzo cortante τ_{sv} ejercido por el viento en la interface aire – agua, para diferentes velocidades de viento W , se presenta en la figura 4.24.

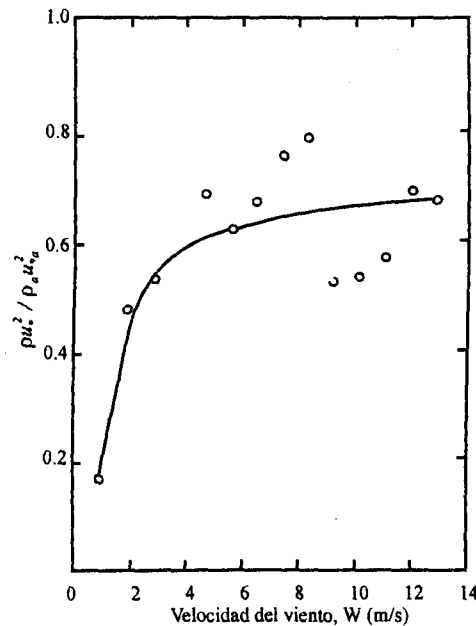


Figura 4.24 Velocidad del viento W (m/s). Modificado de Wu (1975).

$\tau_{sv} = \rho_a u_*^2$, esfuerzo cortante producido por el viento.

$u_{*v} = W / 0.55$, velocidad al corte por el viento

ρ_a = densidad del aire.

W = velocidad de arrastre de la corriente en la superficie producida por el viento. Se registra en la figura 4.25

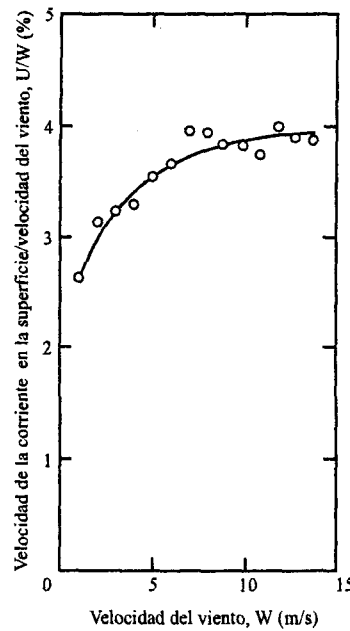


Figura 4.25 Velocidad de la corriente en la superficie para diferentes velocidades del viento.
Wu (1975).

Jenter and Madsen (1989), estudiaron, para corrientes unidimensionales, la relación de la velocidad media en la profundidad y el esfuerzo cortante para flujos inducidos por el viento en aguas costeras no estratificadas. Los modelos utilizados son:

- Tipo lineal

$$\frac{\tau_o}{\rho} = rU \quad 4.259$$

- Tipo cuadrático

$$\frac{\tau_o}{\rho} = C_A |U|U \quad 4.260a$$

Grant and Madsen proponen en 1978, en Dambrowski (1996), el siguiente valor de τ_o para corrientes y olas

$$\frac{\tau_o}{\rho} = 0.5 f u_{o,max} \quad 4.260b$$

donde: τ_o es el esfuerzo cortante en el fondo, ρ la densidad del agua, U la velocidad media en la vertical de la sección transversal de la corriente inducida, r es un coeficiente de resistencia y C_A el coeficiente de arrastre, f coeficiente de fricción.

$u_{o\max} = (u_{ool}^2 + u_{oc}^2 + 2u_{ool}u_{oc}\cos\phi)^{1/2}$, u_{ool} velocidad de ola máxima en el fondo, u_{oc} velocidad de la corriente en el fondo, ϕ grado entre la dirección de la corriente y la dirección de la ola.

La simplicidad de estos modelos presenta fuertes errores, debido a que no toman en cuenta los cambios bruscos del perfil de velocidades y obligan a considerar que las fuerzas de fricción del fondo tienen la misma dirección que el vector velocidad del flujo medio en la vertical. Por lo anterior, propone hacer modificaciones de estos modelos a través de los valores de r y C_A , sobre los que actúa un tensor de arrastre. La metodología se describe en el citado trabajo.

Cruz (1997) cit., considera para el flujo inducido por viento, que el esfuerzo cortante se distribuye verticalmente en la capa turbulenta de la frontera en forma lineal.

$$\tau_x = (\tau_{sv} + \tau_{ov})\eta - \tau_{ov} \quad 4.261$$

donde

τ_x = esfuerzo cortante en la dirección del flujo a la distancia respecto al fondo

$\tau_{ov} = \alpha\tau_{sv}$, esfuerzo cortante en el fondo debido a la corriente inducida por viento

$\tau_{sv} = C_A\rho_a W|W|$, esfuerzo cortante en la superficie inducido por viento

α = coeficiente definido en la ecuación 4.223

$C_{AV} \approx 0.009/(W)^{1/2}$, coeficiente de arrastre por viento en la superficie

ρ_a = densidad del aire

W = velocidad del aire a 10 m sobre la superficie del agua

η = profundidad adimensional definida en la ecuación 4.223

Por otra parte, Cruz, refiere a Smith 1996, quien a su vez considera que el esfuerzo cortante τ_x^2 es igual a la suma de los cuadrados de los esfuerzos en el fondo y en la superficie, dada por

$$\tau_x^2 = -\tau_o^2 + \tau_{sv}^2 = (\rho u_*^2)^2 \quad 4.262$$

En esta ecuación al sustituir el valor de τ_o definido en la ecuación y resolviendo para u_* , se obtiene

$$u_* = (1 + \alpha^2)^{1/4} \left(\frac{\tau_{sv}}{\rho} \right)^{1/2} \quad 4.263$$

α y τ_{sv} están definidas en las ecuaciones 4.223 y 4.261

Esfuerzos cortantes por corrientes permanentes y corrientes inducidas por viento

Cruz (1997) cit., considera para un flujo bidimensional en canal, permanente y turbulento, la superposición de la turbulencia del flujo, inducido por viento, donde la distribución vertical del esfuerzo cortante turbulento en la dirección x , τ_x , puede ser considerada lineal bajo la existencia de una capa límite turbulenta, según:

$$\tau_x = \mu_t \frac{du}{dy} = [\tau_{oc}(1 - \eta)] + [\eta(\tau_{sv} + \tau_{ov}) - \tau_{ov}] \quad 4.264$$

El primer término de esta ecuación corresponde al efecto de la corriente y el segundo al viento, siendo:

$\tau_{oc} = \rho u_*^2 = \rho C_f^2 U_c^2$, esfuerzo cortante en el fondo debido a la corriente en la dirección x

$\tau_{sv} = C_a \rho_a W |W|$ esfuerzo cortante en la superficie del agua generado por el viento en la dirección x .

τ_{ov} = esfuerzo cortante en el fondo debido al viento en la dirección x .

η = profundidad adimensional definida en la ecuación 4.223.

$\mu_t = \rho \nu_t$, viscosidad dinámica turbulenta

ν_t = viscosidad cinemática turbulenta. En la superficie vale $\nu_{ts} = \kappa u_* \eta_s$ y en el fondo $\nu_{to} = \kappa u_* \eta_o$. κ , u_* y η_o son definidas en la ecuación 4.223.

$\frac{du}{dy}$ = gradiente de velocidad del flujo compuesto.

con los valores de ν_t , al ser sustituidos en la ecuación 4.261, ésta se transforma en.

$$\frac{du}{dy} = a \left(\frac{1}{\eta} \right) + b \left(-\frac{\alpha}{\eta} + \frac{1}{1 - \eta} \right)$$

con

$$a = \frac{\tau_{oc}}{\rho \lambda u_* d}; \quad b = \frac{\tau_{sv}}{\rho \lambda u_* d}; \quad \alpha = \frac{\tau_{ov}}{\tau_{sv}}$$

Para integrar la ecuación 4.262, de du/dy se consideró $dy = d(d\eta)$, además de que $\eta = \eta_o \ll 1$, la velocidad $u = 0$, habiendo resultado

$$u(y) = (a - b\alpha) \left[\ln(\eta) + \frac{1}{\varepsilon} + 1 \right] - b[\ln(1 - \eta)] \quad 4.265$$

que es la ecuación del perfil de velocidades en la sección transversal del flujo

Para determinar la velocidad media en la vertical U del flujo en la misma sección, la ecuación 4.265, se integró de la siguiente manera

$$U = \frac{1}{d} \int_0^d u dy$$

de la cual se derivó el valor de $\alpha = \varepsilon + \frac{a}{b} - \frac{\varepsilon}{b} U$, de donde se puede calcular U

La ecuación 4.265 resulta ser

$$u(y) = \frac{U}{a + b(\varepsilon - \alpha)} \left[(a - b\alpha) \left(\ln(\eta) + \varepsilon + 1 \right) - b\varepsilon \ln(1 - \eta) \right] \quad 4.266$$

donde

$$\varepsilon = \frac{1}{-\ln(\eta_o) - 1}, \text{ Coeficiente.}$$

Kato and Yamashita (2000), establece que en la superficie del agua, el esfuerzo cortante producido por el viento τ_{sw} con velocidades componentes w_x y w_y en las direcciones x y y respectivamente, es dado por

$$\tau_{sv} = \rho_a C_a (W_x, W_y) (W_x^2 + W_y^2)^{1/2} \quad 4.267 a$$

La ecuación 4.266, para flujo unidireccional es igual al definido en la ecuación 4.223 y 4.261, donde ρ_a es la densidad del aire y C_a es el coeficiente de arrastre sobre la superficie del agua. Después de las mediciones de campo ejecutadas, Yamashita et al., (1998), obtiene la siguiente ecuación

$$C_a = 0.0223 \left(\frac{10}{3} \right)^{-W^{1/15}} \quad 4.267 b$$

donde la velocidad del viento W es medida a 10 m sobre la superficie del agua.

Por lo que respecta al esfuerzo cortante en el fondo producido por la corriente, por flujo unidireccional, es igual a las ecuaciones 4.246, 4.256, 4.257 y 4.260.

4.8 TRANSPORTE DE SEDIMENTOS

4.8.1. Introducción

La morfología costera se debe a la interacción de agentes físicos, químicos, biológicos y otros que fueron tratados en el capítulo 1. Particularmente la región de la playa se modifica espacial y temporalmente por la acción de las olas, corrientes, mareas y viento, que son los principales factores mecánicos ambientales que inducen el movimiento y transporte del sedimento litoral. Esto último se refleja en los procesos de erosión, crecimiento o estabilidad del perfil de la playa, cuya magnitud depende de la relación de los esfuerzos cortantes actuantes causados por las corrientes inducidas por los citados factores mecánicos y los esfuerzos cortantes resistentes relativos al sedimento.

El presente trabajo, trata la influencia hidrodinámica de las olas y corrientes individuales y combinadas sobre el movimiento del sedimento en la zona litoral referido como *transporte litoral*, que es clasificado como *transporte a lo largo o paralelo a la playa* y *transporte transversal o perpendicular a la playa*, CERC (1984).

4.8.2 Formas de transporte de sedimentos

Los procesos básicos del transporte de sedimentos son; *erosión*, *transportación* y *sedimentación*, que pueden ocurrir simultáneamente e interactuar entre ellos, lo cual va a depender de las características hidráulicas de las corrientes y de las características físicas del sedimento. La erosión es producto de la fricción hidrodinámica que provocan las olas y corrientes sobre el fondo marino y comienza con el *inicio de movimiento del sedimento* con la posibilidad de que las partículas del propio sedimento se pongan en suspensión. La transportación del sedimento distingue entre el *transporte en suspensión* y el *transporte cerca del fondo*.

El *transporte en suspensión* se constituye por todas las partículas que se mantienen en suspensión y se compone de dos partes; la primera que corresponde a la llamada *carga de lavado*, que consiste en el sedimento de partículas muy finas que son arrastradas por la corriente que nunca entran en contacto con el fondo; la segunda parte, denominada *carga de fondo en suspensión*, la forman partículas de mayor tamaño o peso que se mantienen en suspensión por la presencia de vórtices turbulentos, que sin embargo, en algún momento pueden hacer contacto con el fondo y ser transportados por saltación o acarreadas por la corriente cerca del fondo.

El *transporte cerca del fondo*, se compone de las partículas del sedimento del fondo que son arrastradas por la corriente en forma de rodamiento, deslizamiento o saltación en una capa adyacente al fondo de pequeño espesor, Maza (1987), Soulsby (1998) y Martínez (2001). Todas las partículas que son transportadas cerca del fondo, constituyen la *carga de fondo*.

La carga de fondo más la carga de fondo en suspensión integran la *carga total del fondo*.

El proceso de la sedimentación de las partículas ocurre, cuando éstas ya no son arrastradas por la corriente cerca del fondo o caen a éste después de ser transportadas en suspensión.

En la figura 4.26 se representan las diferentes formas de transporte.

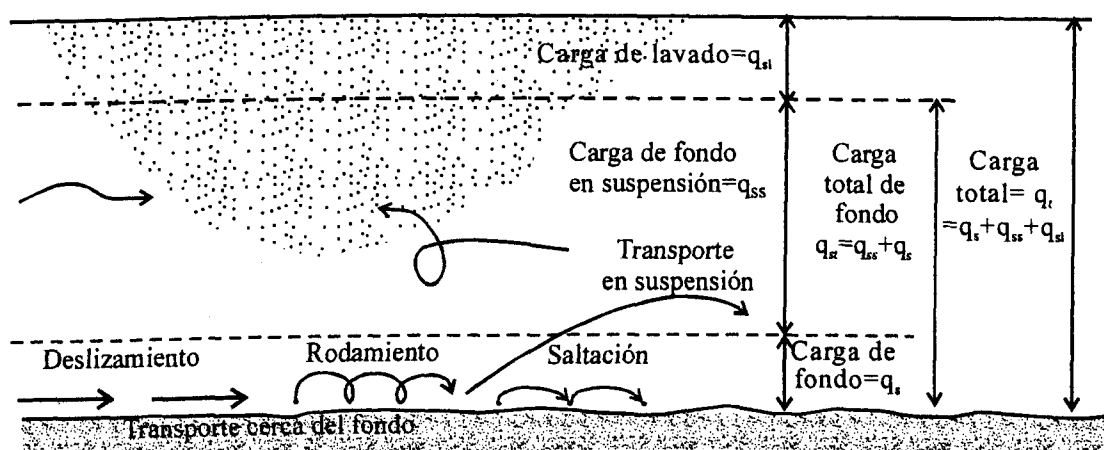


Figura 4.26 Formas de transporte de sedimentos

4.8.3 Características de los sedimentos

El material o sedimento sujeto a ser transportado por una corriente, independientemente de su origen, de acuerdo con la Clasificación Unificada de Suelos, en King and Galvin (2001), se divide en tres grupos principales; arcillas, arenas y gravas con sus respectivas categorías en función del tamaño de las partículas, por ejemplo; la arcillas tienen diámetros inferiores a 0.074 mm (malla n.º 200), las arenas diámetros comprendidos entre los 0.074 mm y 4.76 mm (malla n.º 4) y las gravas superiores a 4.76 mm hasta 76.11 mm (malla de 3 pulgadas).

Las arcillas poseen propiedades físicas bien definidas; es un material cohesivo, plástico, resbaladizo e impermeable. Por su parte las arenas y gravas son no cohesivas, rígidas y permeables. En ambos casos, las características más importantes de las partículas o granos individuales que intervienen en el estudio de transporte son; la densidad, peso específico, tamaño y velocidad de caída; mientras que para las partículas agrupadas corresponden al peso volumétrico, granulometría, ángulo de reposo y el volumen de concentración de partículas suspendidas, Larras (1972) cit.; Maza (1987) cit., van Rijn (1979) cit., Martínez (1900) cit.

Densidad, peso específico y peso volumétrico

La densidad de una partícula de sedimento es una magnitud física, definida como la relación de su masa al volumen del mismo y se designa como ρ_s . De igual manera el peso específico se define como la relación entre su peso y su volumen y se designa como γ_s . La relación entre ambas magnitudes se establece por

$$\gamma_s = g\rho_s \quad 4.271$$

donde g es la aceleración de la gravedad.

Es común relacionar estas magnitudes con la densidad ρ_a y peso específico γ_a del agua a 4° C. La densidad relativa del sedimento es igual al peso específico relativo de la partícula, que se expresa como

$$\delta_s = \frac{\rho_s}{\rho_a} = \frac{\gamma_s}{\gamma_a} \quad 4.272$$

Por otra parte, la densidad y el peso específico sumergido son respectivamente

$$\rho_s' = \rho_s - \rho_a \quad 4.273$$

$$\gamma_s' = \gamma_s - \gamma_a \quad 4.274$$

La densidad relativa y el peso específico relativo de una partícula sumergida se define por

$$\delta_s' = \frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} = \frac{\gamma_s - \gamma_a}{\gamma_a} = \delta_s - 1 \quad 4.275$$

Para las partículas naturales del sedimento agrupadas, el peso volumétrico γ_v se define como la relación entre el peso de las partículas de la muestra del sedimento en estado seco y su volumen total, incluyendo los espacios vacíos.

$$\gamma_v = \frac{\text{Peso del sedimento (seco)}}{\text{volumen total}} \quad 4.276$$

Tamaño de las partículas.

El tamaño de las partículas se define en función del diámetro de éstas, el cual debido a la forma irregular natural es ambiguo y su determinación puede ser por diferentes procedimientos, lo que da lugar a las siguientes definiciones:

- *Diámetro de criba.* Este corresponde al tamaño mínimo de la malla por la cual pasa al sedimento.
- *Diámetro de velocidad de caída.* Es igual al diámetro de una esfera que tiene la misma densidad y velocidad de caída que el sedimento.
- *Diámetro nominal.* Corresponde al diámetro de una esfera que tiene el mismo volumen que el de la partícula.
- *Diámetro axial.* Igual a la longitud de la partícula en uno de sus ejes principales o también igual a la media aritmética de las longitudes de tres ejes perpendiculares entre sí.

El rango de diámetro aquí adoptado es el indicado para la clasificación del sedimento en arcillas, arenas y gravas.

La caracterización de los granos o partículas agrupadas mediante un diámetro apropiado, se deriva de la clasificación por rangos del tamaño natural de los granos. Generalmente en una muestra de sedimento, se cubre un amplio rango de diámetros con

pocas partículas dentro de cada fracción o clase (rangos pequeños) que constituyen el rango total. La separación del sedimento para cada clase, se lleva a cabo comúnmente mediante los métodos de cribado y del hidrómetro. El primero permite separar las fracciones de material grueso, gravas, y arenas; el segundo, las fracciones del sedimento fino como son las arcillas.

El análisis de estas muestras puede llevarse a cabo mediante la representación gráfica del peso de cada fracción de la muestra que es aproximada a una distribución Gaussiana o normal, cuando se usa el porcentaje o frecuencia del peso acumulado en el eje de las ordenadas, asociado al valor del diámetro medio de cada fracción en el eje de las abscisas. La curva de distribución del tamaño del sedimento se aproxima a una línea recta sobre una escala log-normal. El gráfico más usual es el que utiliza en escala semilogarítmica para los diámetros en las abscisas, y escala normal en las ordenadas para la frecuencia acumulada, ésta es llamada *curva granulométrica* o *curva acumulativa de tamaño-frecuencia*.

De la curva granulométrica se pueden derivar diámetros típicos de las partículas como una medida de la tendencia central de la distribución, por ejemplo:

- *Diámetro mediano*, D_{50} . Esta es la característica más simple y equivale al diámetro para el cual el 50 % del peso de la muestra tiene un mayor diámetro y la otra mitad tiene un menor diámetro. Se obtiene de la curva granulométrica de la muestra respectiva.
- *Diámetro medio*, D_m . Este es igual a la suma del producto del diámetro medio D_i de cada clase por el peso P_i en tanto ciento del material de la clase respectiva

$$D_m = \frac{\sum D_i P_i}{100} \quad 4.277$$

Cuando la distribución de frecuencias de las partículas del sedimento es simétrica, entonces $D_{50} = D_m$

- *Diámetro medio geométrico* D_g se define como

$$D_g = (D_{84} D_{16})^{1/2} \quad 4.278$$

donde D_{84} y D_{16} son diámetros correspondiente al 84 y 16 por ciento de la curva granulométrica.

- *Coeficiente de uniformidad C_u*

$$C_u = \frac{D_{60}}{D_{10}} \quad 4.279$$

El sedimento es uniforme si $C_u < 3$; es no uniforme si $C_u > 3$; por tanto está bien graduado si $C_u = 1$, es decir, el sedimento es de un solo diámetro o totalmente uniforme.

Otros muchos diámetros característicos han sido empleados en estudios de transporte de sedimentos de acuerdo al fenómeno a tratar, como es la resistencia del flujo, la fricción, la velocidad crítica, la erosión, el transporte por el fondo, etc.

Adicionalmente son usados otros parámetros estadísticos para describir la variación de la muestra en una distribución log-normal, siendo estos:

- *Desviación estándar σ* . Es la medida de dispersión de datos respecto a la línea media y se puede calcular como sigue

$$\sigma = 0.5 \left(\frac{D_{50}}{D_{16}} + \frac{D_{84}}{D_{50}} \right) = \left(\frac{D_{84}}{D_{16}} \right)^{1/2} = \frac{D_{75}}{D_{25}} = \frac{D_{50}}{D_{16}} \quad 4.280$$

- *Coeficiente de asimetría o sesgo C_s* . Mide la posición de la concentración de los granos del sedimento en la distribución. Si $C_s < 1$; manifiesta que las partículas finas son dominantes.

$$C_s = \frac{D_{25}D_{75}}{D_{50}^2} \quad 4.281$$

Velocidad de caída

Una partícula de sedimento dentro del agua en reposo, cae por efecto de la gravedad y alcanza una velocidad máxima en el momento en que las fuerzas de gravedad (peso) y la de arrastre entran en equilibrio; ésta es llamada velocidad de caída. Si el grano es esférico, de diámetro D y densidad relativa sumergida δ'_s , la *velocidad de caída* w (m/s) se puede calcular con la expresión de Stokes

$$W = \frac{\delta'_s g D^2}{18\nu} = \left(\frac{4\delta'_s g D}{3C_A} \right)^{1/2} \quad 4.282$$

donde g es la aceleración de la gravedad, ν la viscosidad cinemática y C_A coeficiente de arrastre que depende del número de Reynolds de caída Re_w . Las unidades de w , corresponden a las de $(gD)^{1/2}$.

Esta ecuación es válida para velocidades muy pequeñas, de modo que

$$C_A = \frac{24}{Re_w}, \quad \text{para} \quad Re_w = \frac{WD}{\gamma} < 1 \quad \text{y} \quad D < 0.1 \text{ mm} \quad 4.283$$

Para $400 < Re_w < 200,000$, el valor de C_A es prácticamente constante e igual a 0.5.

En estas condiciones resulta que la ecuación 4.282 se transforma en

$$W = 1.6(\delta'_s g D)^{1/2} \quad 4.284a$$

ahora si $Re_w > 200,000$, C_A se aproxima al valor de 0.2 y la ecuación 4.282 resulta ser

$$W = 2.6(\delta'_s g D)^{1/2} \quad 4.284b$$

Sustituyendo la ecuación 4.282 en Re_w se determina que

$$Re_w = \frac{\delta'_s g D^3}{18\nu} = \frac{1}{18} D_*^3 \quad 4.285$$

donde D_* es el *diámetro sedimentológico* o *parámetro de la partícula* e igual a

$$D_* = \left(\frac{\delta'_s g}{\nu^2} \right)^{1/3} D_{50} \quad 4.286$$

Para un sedimento natural, con partículas de forma no esférica, la velocidad de caída se puede calcular con la expresión de Rubeg e igual a

$$W = F(\delta'_s g D)^{1/2} \quad 4.287$$

donde

$$F = 0.79 \quad \text{para} \quad D \geq 1 \text{ mm}$$

$$F = \left(\frac{2}{3} + \frac{36\nu^2}{g\delta'_s D^3} \right)^{1/2} - \left(\frac{36\nu^2}{g\delta'_s D^3} \right)^{1/2}; \quad \text{para} \quad D < 1 \text{ mm} \quad 4.288$$

Por su parte, van Rijn (1984) cit., propone la siguiente fórmula para arena natural

$$W = \frac{\nu D_*^3}{18d}; \quad \text{para} \quad D_*^3 \leq 16.87 \quad 4.289 a$$

$$W = \frac{10\nu}{d} \left[(1 + 0.001 D_*^3)^{1/2} - 1 \right], \quad \text{para} \quad 16.187 < D_*^3 \leq 16187 \quad 4.289 b$$

$$W = \frac{1.1vD_*^{3/2}}{d}, \text{ para } D_*^3 > 16187 \quad 4.289 \text{ c}$$

Concentración de sedimentos suspendidos

La masa m_s , de volumen V_s , del sedimento en suspensión dentro de una masa de agua m_a y volumen V_a , forman una mezcla de masa m_m y volumen V_m . La relación de la masa del sedimento con la masa de la mezcla se define como *concentración del sedimento en masa* Cs_m

$$Cs_m = \frac{m_s}{m_m} = \frac{\rho_s}{\rho_m} \quad 4.290$$

donde $\rho_s = m_s / V_s$ es la densidad del sedimento y ρ_m la densidad de la mezcla e igual a $\rho_m = m_m / V_m$

La *concentración de sedimento en volumen* Cs_v se expresa como

$$Cs_v = \frac{V_s}{V_m} \quad 4.291$$

La *concentración de sedimento en peso sumergido* $Cs_{\gamma'}$ resulta

$$Cs_{\gamma'} = \frac{\gamma'_s V_s}{V_m} \quad 4.292$$

La concentración, generalmente se expresa en porcentaje o partes por millón (ppm) en volumen o en peso.

La presencia de material en suspensión afecta a la velocidad de caída individual de las partículas y la viscosidad del fluido. En estas condiciones la velocidad de caída de un grupo pequeño de partículas apretadas dentro de un fluido limpio es mayor que la de una partícula aislada; mientras que con partículas uniformemente distribuidas en el fluido, la velocidad de caída se reduce fuertemente respecto a la de partículas aisladas cuando la concentración del sedimento aumenta, van Rijn (1989) cit., Kingand Galvin (2001) cit.

De acuerdo con Richardson-Zaki, la velocidad de caída de las partículas en un fluido con sedimento en suspensión (W_s), puede ser determinada mediante la figura 4.27, la ordenada contiene valores de la relación W_s / W (W es la velocidad de caída en un fluido

limpio, ecuación 4.282, 4.284) y en las abscisas el porcentaje de la concentración en volumen.

Respecto a la viscosidad del fluido, ésta aumenta con la concentración y se aleja del modelo Newtoniano. Martínez (2001) cit., presenta una clasificación de flujo, y se indica en la tabla 4.6.

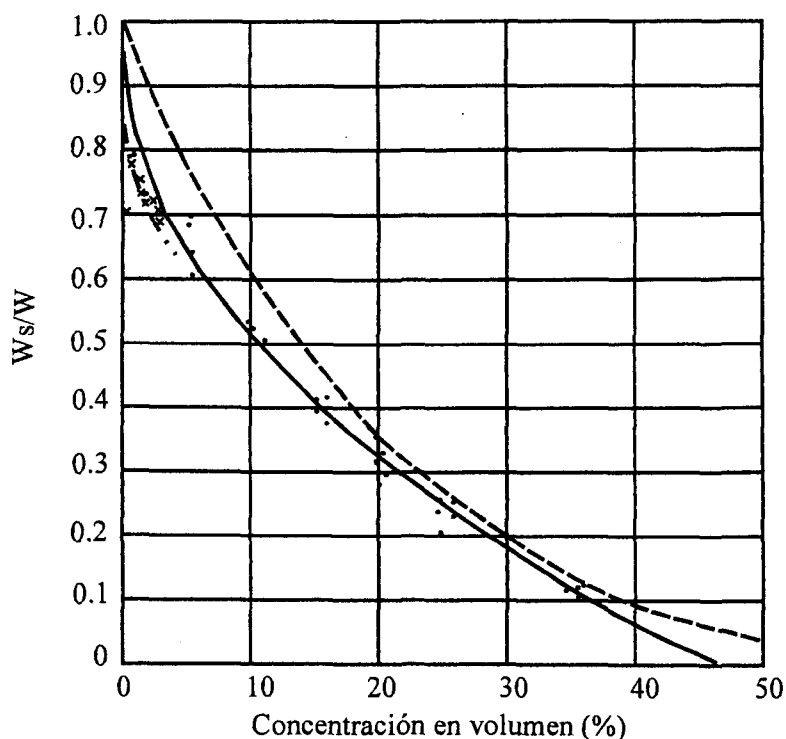


Figura 4.27. Velocidad de caída influenciada por la concentración, en van Rijn (1989)

Tabla 4.6 Clasificación de flujos en función de la concentración de partículas en suspensión, en Martínez (2001).

Tipo de flujo	Concentración C_s	Condición de transporte
Newtoniano	Inferior al 1 %	Suspensión y carga de Fondo
Cuasi Newtoniano	Inferior al 8-10 %	Suspensión muy concentrada (Turbiedad)
No Newtoniano	Superior al 10 %	Hiperconcentración de suspensión, carga de fondo con elementos gruesos

Una ecuación que puede emplearse para calcular la viscosidad cinemática del agua influenciada por la concentración de sedimento en suspensión, es la propuesta por Einstein, para $C < 0.1$ y que se expresa como

$$\nu_m = \nu(1 + 2.5C) \quad 4.293$$

donde

- ν_m = viscosidad cinemática de la mezcla,
- ν = viscosidad cinemática del agua limpia
- C = concentración del sedimento

Otra forma de obtener ν_m es con el uso de la figura 4.28 que representa los resultados de Bagnol; en van Rijn (1989) cit.

Angulo de reposo

La pendiente natural o de equilibrio que adquieren las partículas secas apiladas sobre un fondo fijo es llamada *ángulo de reposo*, aproximadamente igual a 50° . Si el fondo es suelto (móvil) el ángulo de reposo es aproximadamente de 35° .

El ángulo de reposo es función de la forma de las partículas. Si la irregularidad es mayor el ángulo crece. van Rijn, indica que el ángulo de reposo para el inicio de movimiento de los granos de arena en un fondo con pendiente, satisface la ecuación siguiente:

$$\tau_{cr} = (\tau_{cr})_h \frac{\text{sen}(\phi - \beta)}{\text{sen} \phi} \quad 4.294$$

en la que

τ_{cr} = Esfuerzo cortante crítico en el fondo sobre un fondo con pendiente

$(\tau_r)_h$ = Esfuerzo cortante crítico en un fondo horizontal

ϕ = ángulo de reposo

β = ángulo de pendiente del fondo

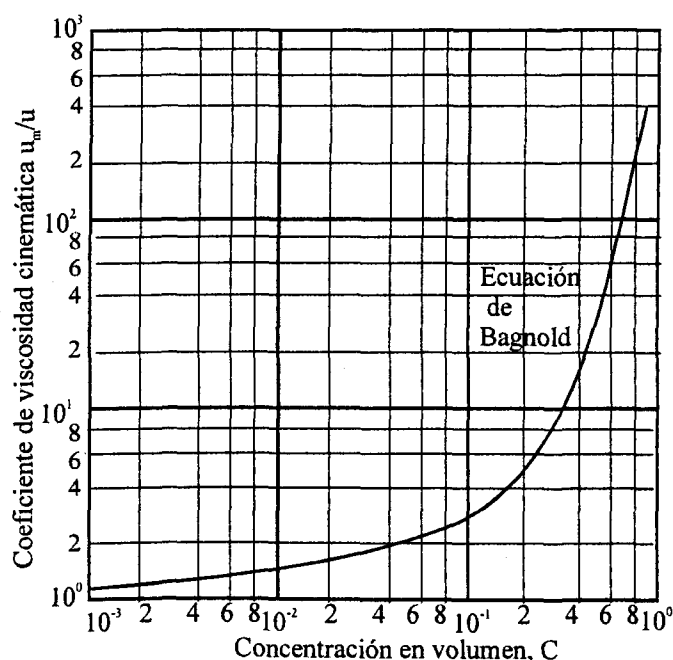


Figura 4.28 Variación del coeficiente de viscosidad ν_m / ν en función de la concentración, de van Rijn (1989).

4.8.4 Inicio de movimiento del sedimento.

Cuando en el fondo de un cauce o fondo marino, constituido de sedimento no cohesivo, la fuerza de arrastre producida por la corriente comienza a mover algunos granos, se dice que se ha alcanzado el *inicio del movimiento del sedimento* o el inicio del *movimiento incipiente* del sedimento. El movimiento inicial de las partículas puede ocurrir sin o con pequeños desplazamiento, en este caso, el proceso de inicio del movimiento corresponde al *movimiento de ajuste* de la superficie del cauce debido a la posible inestabilidad de algunas partículas que se reacomodan sin ser nuevamente desplazadas. Si la fuerza hidrodinámica crece, son movidas mayor número de partículas, hasta que se generaliza el movimiento de las partículas en todo el fondo y existe un pequeño transporte. Lo anterior se debe al carácter aleatorio de las fluctuaciones turbulentas y que realmente hace difícil determinar las condiciones hidrodinámicas que inician el movimiento de las partículas, por lo que esta situación es conocida como condiciones críticas; la condición crítica mínima corresponde al movimiento de ajuste y la condición crítica máxima al

movimiento generalizado de las partículas en el fondo. La generalidad de los estudios realizados, establece como condición crítica el valor medio entre las condiciones mínima y máxima antes mencionadas.

Estabilidad de partículas en el fondo

Bajo la condición crítica media del inicio del movimiento de una partícula esférica de diámetro D sobre un fondo arenoso con pendiente de ángulo θ respecto a la horizontal, para un flujo permanente de velocidad media U , el planteamiento analítico corresponde al momento en que el sistema de fuerzas actuantes, mostradas en la figura 4.29, se encuentra en equilibrio. Estas fuerzas son; fuerza de arrastre F_A , fuerza de sustentación F_s y fuerza de gravedad o peso P .

$$F_A = \frac{1}{2} \rho C_A U^2 A \quad 4.295$$

$$F_s = \frac{1}{2} \rho C_s U^2 A \quad 4.296$$

$$P = \rho_s' g V \quad 4.297$$

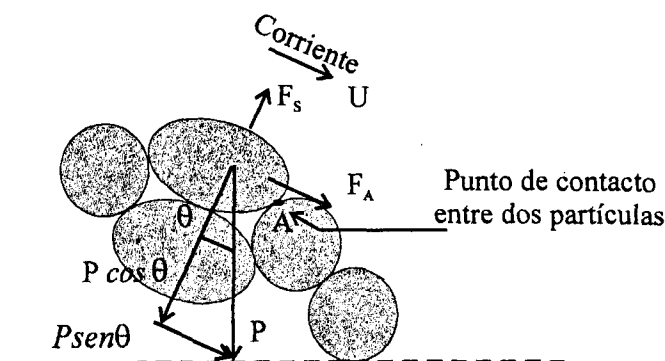


Figura 4.29 Fuerza actuante en una partícula de arena sobre un fondo inclinado.

La fuerza de arrastre y la fuerza de sustentación son debidas a la corriente; la primera en dirección del flujo y la segunda perpendicular a éste, ambas propician el movimiento de la partícula, mientras que el peso es la fuerza estabilizadora.

En la ecuación 4.295 y 4.296, A es el área de la partícula proyectada en un plano perpendicular a la dirección del flujo e igual a $\pi D^2 / 4$; C_A y C_S son los coeficientes de arrastre y de sustentación que dependen del número de Reynolds del flujo.

En la ecuación 4.297, V representa el volumen de la partícula igual a $\pi D^3 / 6$, ρ es la densidad del agua y el termino $\rho_s' g$ es el peso específico sumergido del sedimento, U es una velocidad característica cerca del fondo.

Estabilidad con flujo permanente.

El análisis de estabilidad de una partícula puede realizarse mediante criterios diferentes de equilibrio: a) por fuerzas b) por momentos.

Bonnefille (1966), plantea que en el momento de inicio del movimiento, la fuerza tangencial F_t debida al esfuerzo cortante en el fondo τ_o , es suficiente para vencer la fuerza de fricción de las partículas F_f , de modo que se puede expresar

$$F_t = F_f = fP \quad 4.298$$

donde, f es el coeficiente de fricción entre partículas, depende del diámetro, densidad y forma de las mismas. Con el valor de P dado por la ecuación 4.297, la ecuación 4.298 se transforma en

$$F_f = \frac{\pi}{6} f \rho_s' g D^3 = \frac{\pi}{6} f \rho v^2 D_s^3 \quad 4.299$$

donde D_s es dado por la ecuación 4.286

La fuerza tangencial hidrodinámica puede expresarse como

$$F_t = \tau_o A \quad 4.300$$

De la ecuación 4.247 se obtiene τ_o , y se sustituye en la ecuación 4.300, obteniéndose que

$$F_t = \frac{\pi}{4} \rho v^2 Re_*^2 \quad 4.301$$

donde

$$Re_* = \frac{u_* D}{\gamma}, \text{ número de Reynolds al corte} \quad 4.302$$

Sustituyendo las ecuaciones 4.299 y 4.301 en la ecuación 4.298, se llega a la ecuación

$$\text{Re}_*^2 = \frac{2}{3} f D_*^3 \quad 4.303$$

La ecuación 4.303 es conocida como ley de inicio de movimiento del sedimento. Por experiencia se demuestra que para

$$\text{Re}_* < 12; \quad D_* = 2.5 \text{Re}_*^{4/5}; \quad f = 0.15 D_*^{-1/2}$$

$$12 < \text{Re}_* < 1000; \quad D_* = 3.8 \text{Re}_*^{5/8}; \quad f = 0.02 D_*^{1/5}$$

$$1000 < \text{Re}_*; \quad D_* = 2.7 \text{Re}_*^{2/3}; \quad f = 0.075$$

Por otra parte, para un flujo uniforme de velocidad U , se cumplen las ecuaciones 4.245 y 4.246 a, obteniéndose que

$$u_* = 0.15 \left(\frac{D}{d} \right)^{1/6} U \quad 4.304$$

donde, d es la profundidad y U es la velocidad media del flujo

Combinando las ecuaciones anteriores, la velocidad U que produce el inicio de movimiento, denominada velocidad crítica U_c , para un sedimento arenoso con $D < 0.7 \text{ mm}$ y $\text{Re}_* < 12$ resulta

$$U_c = 22 d^{1/6} D^{1/12} \text{ en CGS} \quad 4.305$$

Para $D > 1 \text{ mm}$ y $\text{Re}_* > 12$

$$U_c = 50 D^{13/30} d^{1/6} \text{ en CGS} \quad 4.306$$

La figura 4.30 proporciona la velocidad de inicio de movimiento del sedimento arenoso en función de la profundidad y el diámetro.

Existen más ecuaciones para calcular U_c , entre otras se puede citar a:

Durant y Condolois referido en Larras (1972) cit., que propusieron el siguiente modelo

$$U_c = 0.177 (d/D)^{1/7} (g D \delta_s')^{1/2} \quad 4.307$$

válida para granos de diámetro uniforme y para $d/D > 60$.

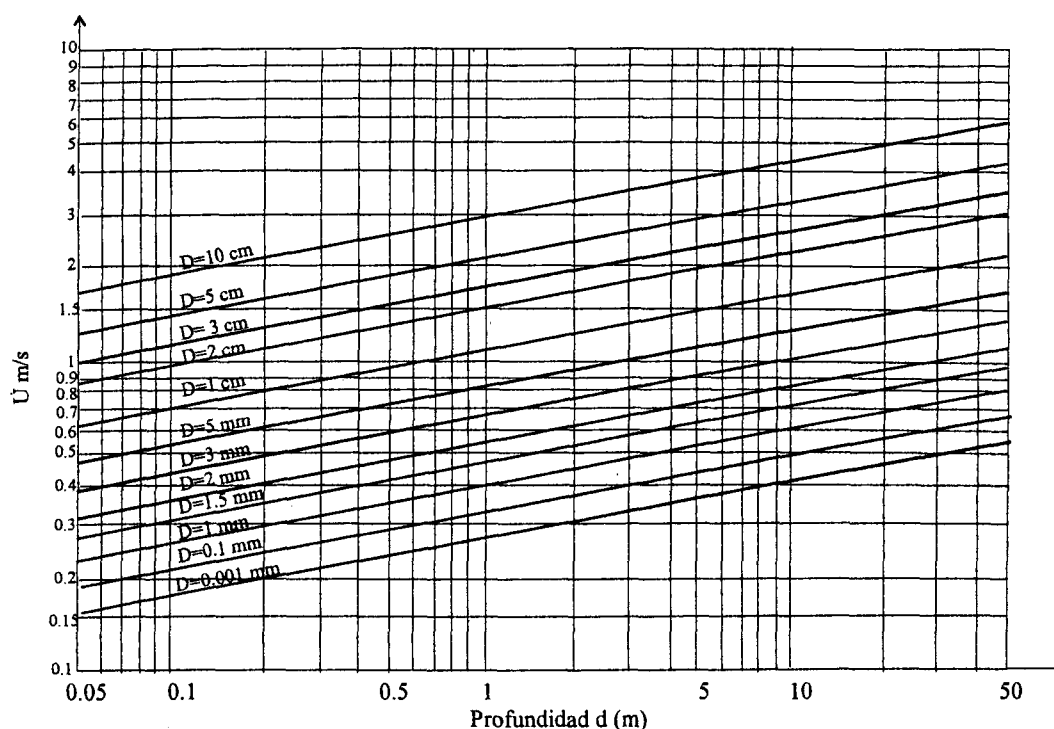


Figura 4.30 Velocidad de inicio de movimiento del sedimento. Bonefille (1996)

Soulsby(1998) establece la ecuación siguiente

$$U_c = 7(d/D)^{1/7} [g\delta_s D f(D_*)]^{1/2} \quad 4.308$$

con $f(D_*) = \frac{0.30}{1 + 1.2D_*}$ y D_* según la ecuación 4.286

Shields, consideró el equilibrio de la fuerza de arrastre respecto a la fuerza de resistencia al movimiento o fuerza de fricción F_r , de tal modo que si

$$\frac{F_D}{F_r} \geq 1 \quad 4.309$$

existirá movimiento de las partículas a lo largo del fondo.

Para la condición de igualdad de la ecuación 4.309 en la que se sustituye a las ecuaciones 4.295, 4.296 y 4.297, y después de utilizar las ecuaciones 4.245 y 4.246b se llega a la función de equilibrio de Shields, que corresponde a la figura 4.31 y se expresa gráficamente como sigue

$$\theta = \frac{\tau_o}{(\gamma_s - \gamma)D} = \frac{\tau_o}{\gamma_s D} = f(Re_*) \quad 4.310$$

este parámetro es llamado *coeficiente de resistencia adimensional* o *parámetro de Shields*

donde $\theta_c = \text{parámetro adimensional de Shields}$. Para la condición de inicio de movimiento $\theta = \theta_c$

$\tau_o =$ esfuerzo cortante en el fondo. Para el inicio de movimiento de las partículas

$\tau_o = \tau_c$, designado por Shields como *esfuerzo cortante crítico*

$$\tau_c = 0.06(\gamma_s - \gamma)D \text{ para } Re_* > 500 \text{ y } \theta = 0.06$$

$Re_* =$ Número de Reynolds al corte, e igual a la ecuación 4.302. Se ha

demostrado que $Re_* = 11.64 \frac{D}{\delta_o}$. Cuando éste es aproximadamente igual a 12, el diámetro

del grano ($D = D_{50}$) es igual al espesor de la capa límite δ_o derivado de $u_* \delta_o / \nu = 11.6$.

Para la condición de inicio de movimiento $u_* = u_{*c}$, denominada, velocidad al corte crítica.

Son empleados otros criterios para analizar el equilibrio de fuerzas, y llegan a los mismos resultados de la función de Shields, Raudkivi (1976) y Graft (1984).

Respecto al criterio de momentos, cuando éstos alrededor del punto de contacto A entre partículas exceden al momento de la fuerza estabilizadora, la partícula se moverá. El brazo del momento para cada fuerza es proporcional al diámetro del grano; por tanto el balance del momento es

$$F_A = \alpha_1 D + F_s \alpha_2 D - P \alpha_3 D = 0 \quad 4.311$$

α_1 , α_2 y α_3 son los factores de proporcionalidad de los brazos de los momentos respectivos. Sustituyendo las ecuaciones 4.295, 4.296, 4.297 y haciendo intervenir la ecuación 4.245 y 4.246 b se obtiene la misma ecuación 4.310.

La curva de Shields también conocida como el *diagrama de Shields* es producto de un gran número de datos de laboratorio, correspondientes a la situación de inicio de movimiento de varios granos del sedimento del fondo, de diámetro uniforme, pendientes pequeñas y flujo permanente. En este diagrama se observa que la línea separa las regiones de movimiento y de no movimiento del sedimento.

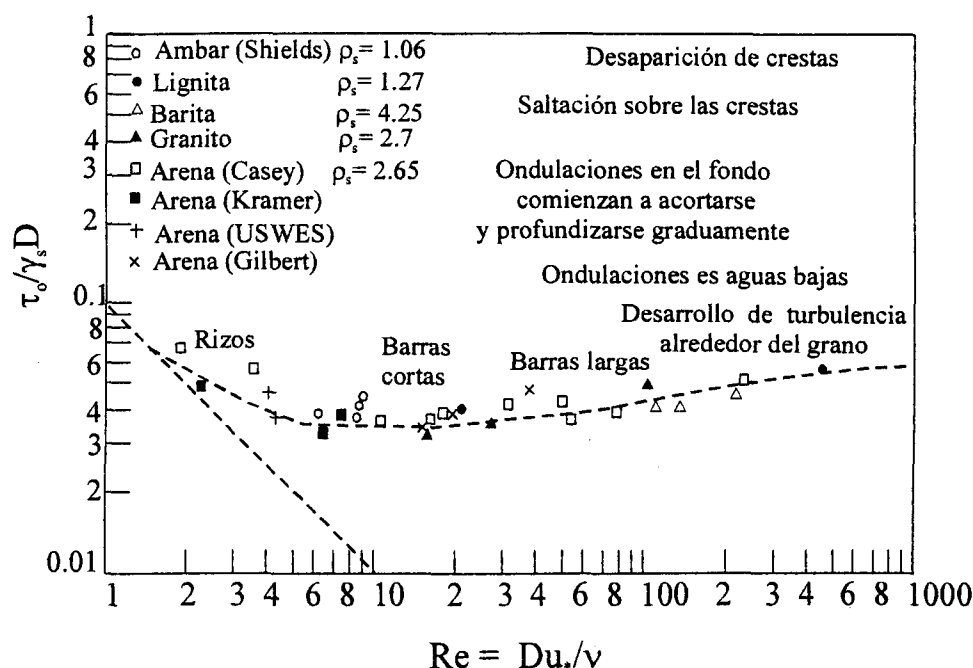


Figura 4.31 Curva de Shields para inicio del movimiento del sedimento, en Raudkivi (1976)

Estabilidad con flujo no permanente.

Bonnefille (1966) cit., establece que el inicio del movimiento del sedimento bajo olas no rompientes de periodo T , longitud L y altura H , se sujeta a la ley $Re_* = f(D_*)$, donde $D_* = f(\nu, T, D, H, d)$.

Para la velocidad máxima de las partículas del agua en el fondo debida a la ola

$$u_* = 2.2 \left(\frac{\nu H^2}{T^3 \sinh^2(2\pi d / L)} \right)^{1/4} \quad 4.312$$

se obtiene

$$Re_* = 2.1 (\nu T)^{-3/4} D (H \sinh(2\pi d / L))^{-1/2} \quad 4.313$$

donde, d es la profundidad y ν la viscosidad dinámica del agua.

Combinando las ecuaciones 4.302, 4.312 y 4.313 se determina el diámetro del material que podría iniciar su movimiento bajo la acción de una ola de características específicas.

El modelo de Komar and Miller (1974), para calcular la velocidad de inicio de movimiento del sedimento del fondo u_c por efecto de las olas y modificado por Soulsby(1998) es

$$u_c = (0.118 g \delta_s')^{2/3} (DT)^{1/3} \text{ para } D < 0.5 \text{ mm} \quad 4.314$$

$$u_c = (1.09 g \delta_s')^{4/7} D^{3/7} T^{1/7} \text{ para } D > 0.5 \text{ mm} \quad 4.315$$

Las ecuaciones 4.314 y 4.315 se encuentran representadas gráficamente en la figura 4.32, aplicada para arena de $\rho_s = 2.65 \text{ gm/cm}^3$

Respecto al criterio del esfuerzo cortante crítico, establecido por Shields, investigadores como Komar y Miller (1974) y Madsen and Grant (1975) han demostrado con desarrollos teóricos y trabajos experimentales, que el parámetro de Shields puede ser usado para estudiar el inicio de movimiento del sedimento en flujo no permanente producido por las olas y éstas combinadas con corrientes.

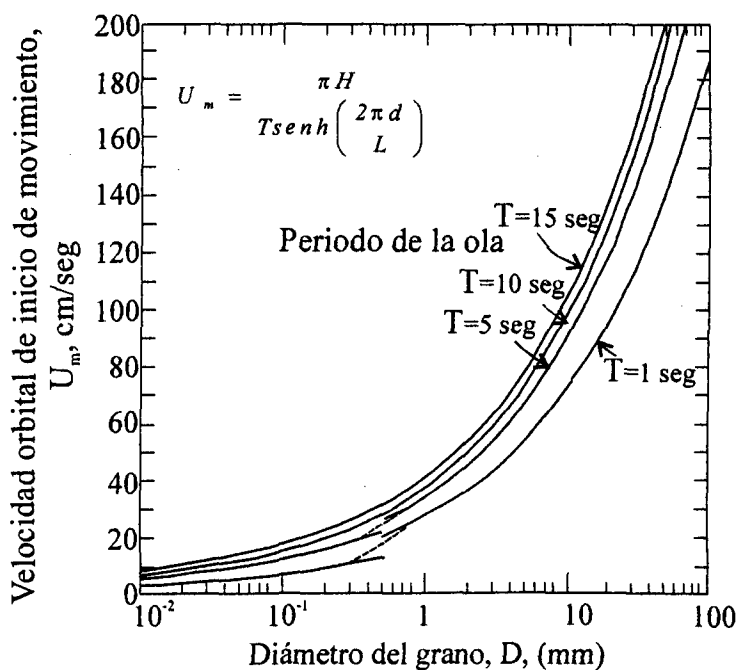


Figura 4.32 Velocidad orbital ceca del fondo U_c que inicia el movimiento del sedimento de diámetro D por la acción de las olas. Komar and Miller (1974).

Recientemente, Soulsby and Whitehouse (1997) han propuesto un modelo del parámetro de Shields crítico θ_c para flujos con olas y combinados con corrientes, que se expresa como

$$\theta_c = \frac{0.30}{1 + 1.2D_*} + 0.0551(1 - e^{-0.020D_*}) \quad 4.316$$

Para $D_* > 200$, θ_c se mantiene prácticamente constante, con valor de 0.055.

Estabilidad de partículas suspendidas en corrientes.

Como se mencionó en secciones anteriores, el rompimiento de las olas genera gran turbulencia en toda la columna de agua, entonces, si las componentes verticales v' de los remolinos turbulentos son superiores a la velocidad de caída del sedimento W éste se mantiene en suspensión, Bagnold en Raudkivi (1976).

Lo anterior admite suponer que el inicio de suspensión puede caracterizarse por el parámetro v_* / w . De valores experimentales, se determinó que $v_* \approx 0.8u_{*}$, como valor medio en la profundidad del flujo, lo cual conduce al valor de $w \approx 1.25\tau_o$ y al parámetro de Shields

$$\theta = \frac{\tau_o}{\gamma_s D} = 0.64 \frac{w^2}{\gamma_s D} \approx 0.4 \frac{w^2}{gD} \quad 4.317$$

4.8.5 Formas del fondo

Formas de fondo por corriente

Cuando la magnitud de los esfuerzos debidos a una corriente cerca del fondo generaliza el movimiento de las partículas del sedimento, se generan irregularidades del fondo denominadas *formas del fondo*, desde pequeñas ondulaciones identificadas como rizos, hasta otras mayores; dunas y antidunas, que provocan la formación de vórtices corriente abajo, que se ven modificadas por la frecuencia de olas.

Estas formas viajan corriente abajo por el proceso de erosión y depositación, son tridimensionales y transversales a la dirección principal del flujo, aunque existen otras

irregularidades con desarrollo paralelo a la dirección del flujo tipo cordón o estrías. En la figura 4.33 se muestran los diferentes tipos de formas del fondo. Si el régimen del flujo es bajo $F_r \ll 1$, ocurren los fondos planos y fijos, rizos, dunas y estrías; mientras que para el régimen de transición $F_r \sim 1$ las dunas y antidunas de transición, y para régimen alto $F_r \gg 1$ fondos planos móviles y antidunas; F_r es el número de Froude. Raudkivi (1976) cit., refiere un gran número de investigadores, que clasifican y describen las características de las formas del fondo. Un intento de proporcionar algunas características básicas de las formas del fondo, además de las ya mencionadas, son las tomadas de los trabajos citados de Larras (1972), van Rijn (1989), Soulsby (1998) y Martínez (2001).

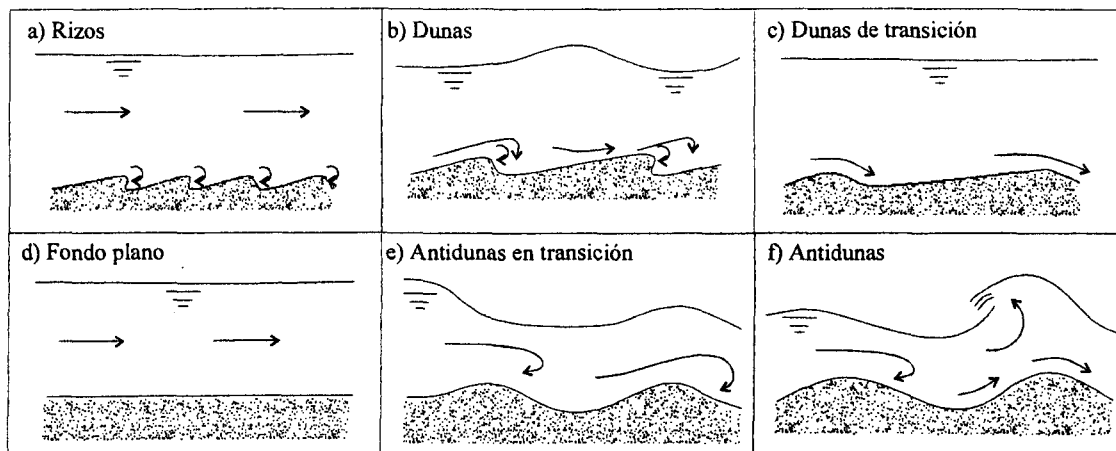


Figura 4.33 Formas del fondo por una corriente unidireccional. Larras (1972)

- Rizos; tienen longitud de onda $\lambda = 1000D_{50}$, ó inferior a 30 cm y alturas $\Delta = \lambda / 7$ ó menores a 5 cm, formados cuando las velocidades son superiores al 10-20% de la velocidad crítica de inicio de movimiento del sedimento o bien superiores a 0.30 m/s de la velocidad media del flujo aproximadamente, con $D_{50} < 0.6 \text{ mm}$. El perfil presenta una pendiente fuerte corriente abajo de 40° a 50° y suave corriente arriba, donde los valores de $Re_* < 15$ y $D_* < 3.2 Re_*^{5/8}$; para flujo bajo con $0 \leq T_r \leq 3$, siendo $T_r = (\tau_o - \tau_c) / \tau_c$, un factor de transporte. La figura 4.34 presenta la clasificación de van Rijn de las formas del fondo.

- Dunas; la longitud de la onda de éstas está comprendida entre $0.5m < \lambda < 3m$, con altura en el rango de $6cm < h < 30cm$, y a veces hasta de cientos de metros para grandes profundidades d , de modo que son propuestas relaciones diversas de estos parámetros como la siguiente:

- Shields :

$$\frac{\Delta}{d} = \frac{I}{6} \left(1 - \frac{\tau_c}{\tau_0} \right) \quad 4.318$$

$$\frac{\lambda}{d} = 2\pi \quad 4.319$$

donde τ_0 = esfuerzo cortante cerca del fondo

τ_c = esfuerzo cortante crítico en el fondo

El perfil de la duna presenta una pendiente suave en la dirección del flujo y más fuerte corriente arriba entre 40° y 45° , donde $Re_* > 15$ y $D_* < 3.2 Re_*^{5/8}$, para flujo bajo con $3 \leq T_r \leq 15$ y $D_{50} \geq 0.45mm$.

Antidunas; para tamaños de partículas gruesas, la forma del fondo es triangular y senoidal para arenas, de amplitud pequeña y de longitud aproximadamente 10 veces la profundidad. Estas se presentan en régimen de flujo alto con $T_r \geq 2.5$ y se desplazan en dirección corriente arriba.

La forma del fondo plano y fijo, se presenta cuando no se ha alcanzado el inicio de movimiento de las partículas de sedimento, con régimen de flujo bajo, $0 \leq T_r \leq 3$ o con régimen de transición con $15 \leq T_r \leq 25$; mientras que el fondo plano y móvil se presenta cuando el sedimento se ha puesto en movimiento con régimen donde $T_r \geq 25$. Por otra parte, en la figura 4.35 se presenta el criterio de Larras, donde para diferentes condiciones del flujo indica la existencia de las formaciones del fondo.

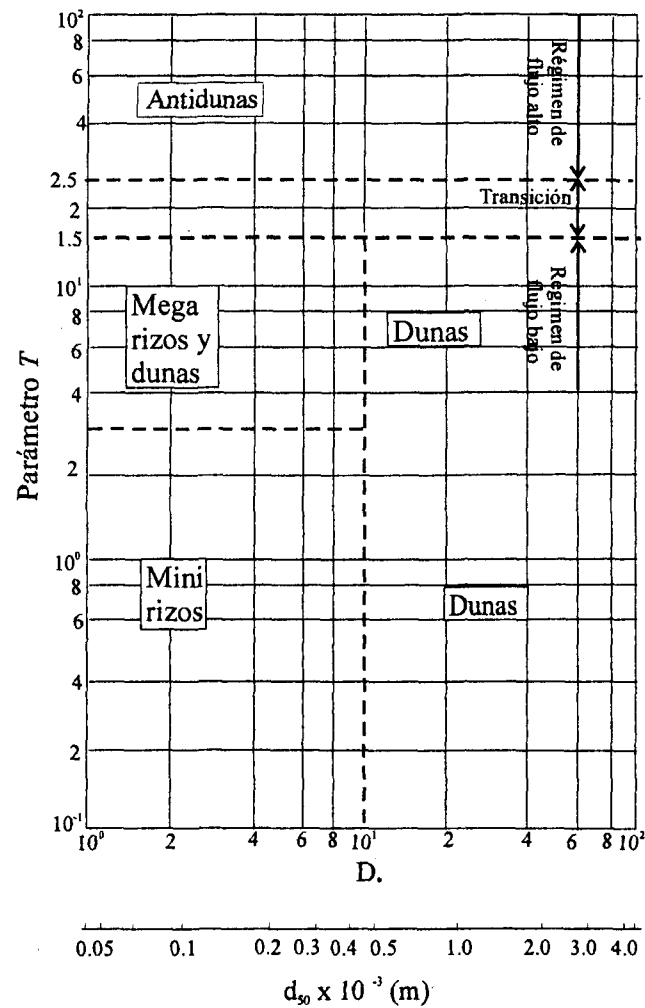
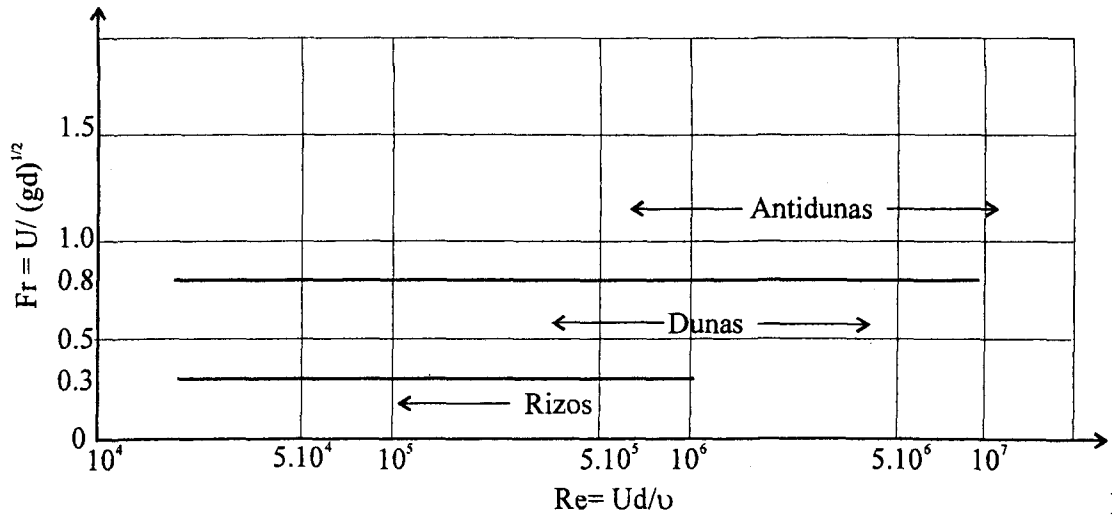


Figura 4.34 Distribución de formas del fondo en función de D y T . Modificado, de van Rijn (1989).

Formas del fondo por olas

Cuando las olas son el factor hidrodinámico dominante en el desarrollo de irregularidades del fondo, éstas se tratan con y sin rompimiento de olas, formando el perfil de rizados, fosas y barras paralelas a la línea de playa, figura 4.36a.



Figura

4.35 Distribución de formas del fondo en función de Re y Fr . Modificado, de Larras (1972).

Para el caso de no-rompimiento de las olas, los rizos oscilan al igual que las partículas del sedimento, debido al impulso de las velocidades orbitales alternativas cuando son superiores a 1.5 veces la velocidad crítica para inicio de movimiento de las partículas sobre el fondo plano. El perfil es generalmente simétrico, la longitud del rizo λ comprendida entre 1 y 2 veces el desplazamiento máximo horizontal ξ_{max} en el fondo de la trayectoria orbital de las partículas del agua. La altura Δ es del orden de 0.1 a 0.2 veces λ . Una forma de cuantificar estas magnitudes es con el empleo del parámetro de Shields θ con un valor crítico de aproximadamente 0.8; por ejemplo el método de Grant and Madsen, descrito en Soulsby (1998) cit., propone que, para $\theta \leq \theta_c$ resulta $\Delta = \lambda = 0$.

Para $\theta_c < \theta < \theta_B$, resulta que

$$\Delta = 0.22(\theta / \theta_c)^{-0.16} \xi_{max} \quad 4.320$$

$$\lambda = \Delta / [0.16(\theta / \theta_c)^{-0.04}] \quad 4.321$$

para $\theta > \theta_B$ se tiene

$$\Delta = 0.48(D_*^{1.5} / 4)^{0.8} (\theta / \theta_c)^{-1.5} \xi_{max} \quad 4.322$$

$$\lambda = \Delta / [0.28(D_*^{1.5} / 4)^{0.6} (\theta)^{-1.0}] \quad 4.323$$

con

$$\theta_B = 1.80\theta_c (D_*^{1.5} / 4)^{0.6} \quad 4.324$$

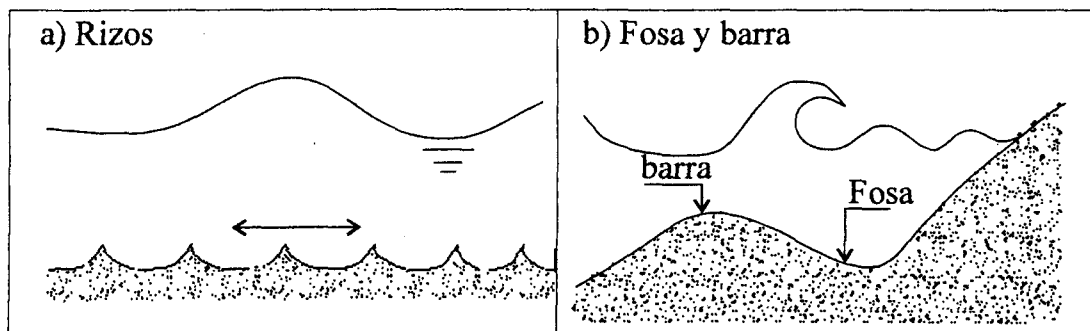


Figura 4.36 Formaciones del fondo por olas.

En la zona de rompimiento de las olas, la interacción de éstas con las corrientes transversales y longitudinales a la playa producen canalizaciones con dirección mar adentro, barras y fosas con crestas y valles paralelas a la playa cercanas a la línea de rompimiento de las olas, figura 4.36b. Para playas con sedimento fino y alta disipación de energía de las olas, pueden formarse dos o más barras. Si el sedimento se constituye de arenas gruesas de diámetro medio superior a 0.5mm. y disipación baja de energía de las olas, las barras no se forman.

Rugosidad efectiva

La ecuación 4.247 c, corresponde al tamaño de la rugosidad efectiva, que significa la altura k_s de la rugosidad de la arena equivalente a la rugosidad arbitraria de los elementos en el fondo y que es factor de cálculo del coeficiente de fricción f en flujos hidráulicamente rugosos. En la misma fórmula, k'_s se debe a las fuerzas de fricción asociadas con el diámetro del sedimento, mientras que k''_s a las fuerzas de presión actuantes sobre las formas del fondo, ambas dependientes de las condiciones de flujo, como son la profundidad, velocidad y altura de la ola.

Rugosidad relacionada con las corrientes

La rugosidad $k'_s = k'_{sc}$ de las partículas individuales en movimiento o no, sobre un fondo plano bajo la acción de una corriente, es propuesta por van Rijn (1989) cit., e igual a

$$k'_{sc} = 3D_{90} \quad 4.325$$

Así mismo, este autor señala otros valores, tales como los de:

Kamphuis	$k'_{sc} = 2.5D_{90}$	4.326a
----------	-----------------------	--------

Gladki	$k'_{sc} = 2.3D_{84}$	4.326b
--------	-----------------------	--------

Hey	$k'_{sc} = 3.5D_{84}$	4.326c
-----	-----------------------	--------

Mahmood	$k'_{sc} = 5.1D_{84}$	4.326d
---------	-----------------------	--------

La rugosidad k''_{sc} es función de las formas del fondo, la altura Δ y la longitud λ de las formas (ondas de arena), así Soulsby (1998)cit., propone el siguiente modelo para la presencia de rizos, e igual a

$$k''_s = a \frac{\Delta^2}{\lambda} \quad 4.327$$

van Rijn, propone para a el siguiente valor

$$a = 20 \quad 4.328$$

Por la presencia de dunas, este último autor refiere que

$$k''_{sc} = 1.1\Delta(1 - e^{-25\Delta/\lambda}) \quad 4.329$$

Rugosidad relacionada con las olas

El valor de $k'_s = k'_{sol}$ de las partículas sobre un fondo plano bajo la acción de las olas, van Rijn, refiere a

Kamphuis	$k'_{sol} = 2D_{90}$	4.330a
----------	----------------------	--------

van Rijn	$k'_{sol} = \delta$;(espesor de la capa límite)	4.330b
----------	--	--------

	$k'_{sol} = 3D_{90}$; para rizos	4.330c
--	-----------------------------------	--------

La rugosidad k''_s , bajo la forma de la ecuación 4.327 se tiene según

Sayao	$k_{sol}'' = 3\Delta$	4.331a
Davies	$k_{sol}'' = 20 \frac{\Delta^2}{\lambda}$	4.331b
Swart	$k_{sol}'' = 25 \frac{\Delta^2}{\lambda}$	4.331c
Grant-Madsen	$k_{sol}'' = 28 \Delta \frac{\Delta^2}{\lambda^2}$	4.331d
Raudkivi	$k_{sol}'' = 16 \frac{\Delta^2}{\lambda}$	4.331e

Rugosidad relacionada con olas y corrientes

Para la presencia de fondos planos y rizos puede ser empleada la ecuación 4.330c mientras que para k_{sol}'' puede ser empleada la ecuación 4.331 a.

4.8.6 Transporte por corrientes

El volumen de sedimento por unidad de tiempo transportado por corrientes u olas en cualquiera de las formas de transporte, se denomina *arrastre*, *carga*, *caudal sólido* ó *gasto* que puede ser; *arrastre de fondo* q_s , y *arrastre en suspensión* q_{ss} , figura 4.26. El arrastre total de sedimentos q_{st} es igual a la suma del arrastre de fondo y el arrastre en suspensión.

$$q_{st} = q_s + q_{ss} \quad 4.332$$

Del conjunto de modelos existentes en la literatura para evaluar el arrastre, se pueden distinguir principalmente tres grupos, en función de algún parámetro relevante.

- Para la velocidad del fluido; $q_{st} = (u_o - u_c)^n$ 4.333a
- Para el esfuerzo cortante; $q_{st} = (\tau_o - \tau_c)^m$ 4.333b
- Flujo de energía $q_{st} = \tau \bar{u}$ 4.333c

Arrastre en el fondo por corrientes

Previamente se mencionó que el transporte de sedimentos por el fondo ocurre cuando las partículas se desplazan por rodamiento deslizamiento y saltación, provocado por una corriente u olas en el momento en que el parámetro de transporte rebasa los valores críticos. El arrastre total del sedimento por el fondo q_{st} , se integra como se indica en la ecuación 4.332.

El transporte por el fondo se asocia a flujos bajos cuando el número de Froude $Fr < 1$ ó cuando las partículas del sedimento son de diámetros mayores, arenas y gravas, que se mueven por rodamiento dentro de una capa delgada adjunta al fondo donde el efecto de las fuerzas de gravedad son predominantes sobre los efectos turbulentos; mientras tanto, para flujos fuertes y sedimento fino, éste se mantiene en suspensión por la acción de la turbulencia, consecuentemente el arrastre de material en suspensión puede ser substancial en el arrastre total. En la práctica es difícil establecer la frontera donde termina el transporte de fondo y donde comienza el transporte en suspensión.

Un gran número de fórmulas se encuentran registradas en la literatura para predecir el arrastre de transporte por el fondo, por ejemplo en; Henderson (1996), Larras (1972) cit., Bogardi (1974) cit., Raudkivi (1976) cit., Graf (1984)., Maza (1987) cit., van Rijn (1989)., Cardoso y Neves (1994)., Soulsby (1998) cit., y Martínez (2001) cit. A continuación se tratan algunas de las fórmulas representativas de cada parámetro de transporte de relevancia para la condición de flujo uniforme.

Ecuaciones de tipo de Du Boys

La primera fórmula teórica que permitió estimar el arrastre por transporte de fondo fue la presentada en 1879 por Du Boys, la cual ha sido sujeto de muchos estudios y críticas. El consideró que el sedimento se mueve en una serie de capas de espesor ε dentro de una distribución lineal de velocidades, de modo que el caudal sólido por unidad de ancho y tiempo q_s , es dado por

$$q_s = \frac{n(n-1)}{2} \varepsilon u, \text{ en } m^3 / s / m \quad 4.334$$

donde

n = número de capas

ε = espesor de la capa

$n\varepsilon = [(n-1)u]/2$ espesor total del sedimento moviéndose con la velocidad media

u = velocidad de la primera capa adjunta al fondo

$(n-1)u$ = velocidad de la capa $n-1$

Como en la primera capa ($n=1$), adjunta al fondo, es donde se produce el movimiento del sedimento, el balance de fuerzas cortantes hidrodinámicas y la resistente conduce a la capacidad de arrastre por cortante de fondo τ_o

$$\tau_o = \mu dS = C_f n \varepsilon (\gamma_s - \gamma) \quad 4.335$$

donde γ_s y γ son los pesos específicos del sedimento y del agua respectivamente, d la profundidad, S la pendiente hidráulica y C_f coeficiente de fricción. Los otros factores fueron ya definidos.

De manera similar, la condición crítica de movimiento del sedimento se puede establecer como

$$\tau_c = C_f \varepsilon (\gamma_s - \gamma) = \frac{\tau_o}{n} \quad 4.336$$

Al introducir la ecuación 4.336 en la ecuación 4.334 resulta

$$q_s = k \tau_o (\tau_o - \tau_c) \quad 4.337$$

Conocida esta ecuación como la fórmula de Du Boys, donde $(\tau_o - \tau_c)$ es el exceso del esfuerzo del esfuerzo cortante de fondo τ_o respecto al esfuerzo al esfuerzo cortante τ_c y

$k = \frac{\varepsilon u}{2\tau_c^2}$ coeficiente característico del sedimento, que puede ser obtenido de la figura 4.37.

La diferencia de esfuerzos cortantes propuesta por Du Boys ha sido un concepto ampliamente utilizado; así las aportaciones experimentales sobre granos de arena uniformes que realizaron Schoklitsch y Gilbert en 1914, Donat en 1929 y Straub en 1935, para calcular k , permitieron a O'Brien en 1934 generalizar la ecuación de Du Boys. A continuación el modelo resultante es de la forma:

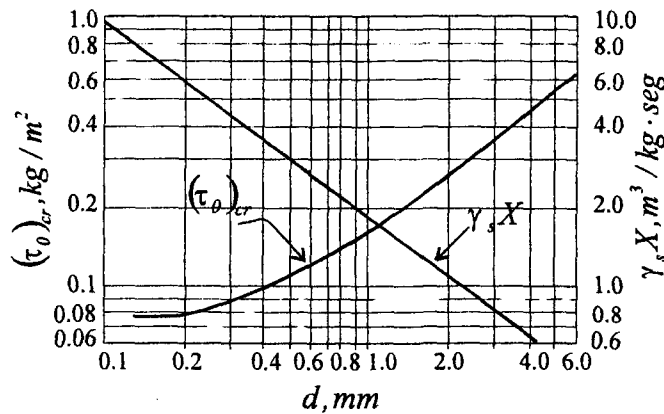


Figura 4.37 Parámetro de k y τ_c de la ecuación de Du Boys, de Graf (1984)

$$q_s = k'(\tau_o - \tau_c)^m \quad 4.338$$

Donde k' y m son parámetros que dependen del diámetro medio del sedimento. Shields en 1936, presenta su modelo sustentado en el exceso del esfuerzo cortante, que de acuerdo a consideraciones de análisis adimensional y resultados experimentales en laboratorio sobre partículas de diámetro medio de 1.56 a 2.47 mm y de peso específico de 1060 a 4260 kg/m³, este modelo se expresa como

$$\frac{q_s}{q} = \left[10 \frac{\gamma S}{(\gamma_s - \gamma) D_{50}} \right] (\tau_o - \tau_c) \quad 4.339$$

q , es el caudal de agua por unidad de ancho (m³/s/m), las demás variables son iguales a las anteriormente indicadas. Nótese que esta ecuación es también una forma de la ecuación de Du Boys.

Modelos análogos de Du Boys

Son de carácter totalmente empírico, que relacionan el caudal sólido y la pendiente del fondo S de la forma

$$q_s = CS^m (q - q_c)^n / D^p \quad 4.340$$

donde q es el caudal o gasto líquido de la corriente por unidad de ancho por unidad de tiempo, q_c es el caudal o gasto líquido por unidad de ancho que produce el inicio de movimiento del sedimento (concepto semejante al del esfuerzo cortante crítico), C es un coeficiente adimensional representativo de la movilidad del sedimento, m , n , p ,

exponentes. Las demás variables son iguales a las anteriormente expuestas. Otros modelos corresponden principalmente a Gilbert y Murphy en 1914, y Schoklistch en 1930. Este último, en 1950 modifica su original modelo con base a numerosos experimentos en canales de laboratorio, para expresar el caudal sólido q_s en volumen por unidad de ancho y de tiempo de la forma

$$q_s = \frac{2500}{(\gamma_s - \gamma)} S^{3/2} (q - q_c), \text{ en } \text{kg} / \text{s} / \text{m} \quad 4.341$$

donde q y q_c se expresan en $\text{m}^3 / \text{s} / \text{m}$.

El caudal crítico q_c , es dado por la ecuación de Gaukler-Strickler como

$$q_c = \frac{1}{n} d_c S^{1/2} \quad 4.342$$

en la que d_c , es el tirante crítico con el cual se inicia el movimiento del sedimento, que para $D \geq 0.006 \text{ mm}$ resulta ser

$$d_c = 0.076 \delta'_s \frac{D}{S} \quad 4.343$$

y

$$n = 0.0525 D^{1/6} \quad 4.344$$

Después de sustituir las ecuaciones 4.343 y 4.344 en la ecuación 4.342, se obtiene

$$q_c = 0.26 (\delta'_s)^{5/3} \frac{D^{3/2}}{S^{7/6}} \quad 4.345$$

D es el diámetro del sedimento de partículas uniformes, pero si se aplica a una mezcla de arena, entonces, se usa el valor D_{40} que representa el diámetro del 40% de la fracción de finos. $\gamma'_s = (\gamma_s - \gamma) / \gamma$ es el peso específico relativo del sedimento sumergido.

En este marco de relación del caudal sólido q_s con la pendiente hidráulica S , Meyer- Peter presenta en 1934 su primer modelo, derivado de ensayos sistemáticos en laboratorio y modificado sucesivamente hasta 1948 por Meyer-Peter y Müller con la expresión.

$$q_s = 8 D_m^{3/2} (\delta'_s g)^{1/2} \left[\left(\frac{k}{k'} \right)^{3/2} \theta - 0.047 \right]^{3/2} \quad 4.346$$

donde

$k = \frac{l}{n}$, coeficiente de rugosidad de Strickler

$k' = \frac{26}{D_{90}^{1/6}}$, coeficiente de rugosidad superficial debido a la resistencia del grano

D_m = diámetro medio de la mezcla de granos del sedimento

δ'_s = peso específico relativo del sedimento sumergido

$\theta = \frac{\tau_o}{(\gamma_s - \gamma)D_m}$, parámetro de Shields

Esta fórmula es una de las más empleadas, cuya validez se encuentra en los siguientes rangos incluyendo diámetros uniformes y no uniformes

$$0.004 \leq S \leq 0.0200$$

$$0.4 \leq D_m \leq 30 \text{ mm}$$

$$0.01 \leq d \leq 1.20 \text{ m}$$

$$0.002 \leq q \leq 2,000 \text{ m}^3 / \text{s} / \text{m}$$

$$1.25 \leq \gamma_s \leq 4.2$$

$$0.5 \leq k / k' \leq 1.0$$

La fluctuación turbulenta en el transporte de sedimentos en el fondo, fue considerada por Kalinske, quien supone que el movimiento del transporte no es permanente y cambia con las fluctuaciones de las velocidades locales de distribución gaussiana. Bajo consideraciones teóricas, Kalinski en 1947 propone el siguiente modelo

$$\frac{q_s}{u_* D} = F\left(\frac{\tau_c}{\tau_o}\right) \quad 4.347$$

En esta ecuación, q_s es el caudal sólido en volumen por unidad de ancho y de tiempo, F es una función que considera las fluctuaciones locales, D diámetro de los granos del sedimento uniforme. Si el material no es uniforme, entonces $D = D_{50}$. La misma ecuación de Kalinski, se encuentra en el gráfico de la figura 4.38 con base a datos experimentales de diferentes autores.

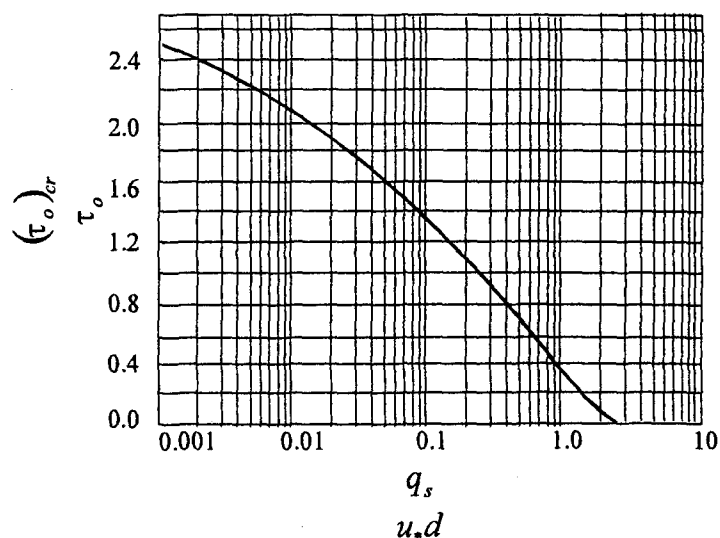


Figura 4.38 ecuación de Kalinski. Modificada de Graf 1984

Ecuaciones del tipo de Donat

Sin olvidar los fundamentos de Du Boys, y los antecedentes de Gilbert y Murphy, se desarrollan otras ecuaciones que reemplazan los valores de q y q_c por la velocidad media del flujo U y la velocidad crítica u_c que inicia el movimiento del sedimento. El esfuerzo cortante se introduce en forma implícita, así, Donat en 1929, presenta su modelo

$$q_s = KU^2(U^2 - u_c^2) \quad 4.348$$

donde k es el coeficiente característico del sedimento de la ecuación 4.337 y que se puede obtener de la figura 4.37

Por otra parte, Levi en 1948, considera las velocidades media y crítica de la corriente; propone una expresión de forma homogénea con parámetros adimensionales de la rugosidad relativa D/d y el número de Froude del sedimento $u/(gD)^{1/2}$ para calcular q_s en $m^3/s/m$

De tal manera que

$$q_c = 0.002 \left[\frac{U}{(gD)^{1/2}} \right]^3 D (U - u_c) \left(\frac{D}{d} \right)^{0.25} \quad 4.349$$

que de acuerdo al propio Levi, u_c puede calcularse con las siguientes expresiones;

$$\text{si } 10 < \frac{d}{D_m} < 60$$

$$u_c = 1.4 (g D_m)^{1/2} \left(1 + \ln \frac{d}{7 D_m} \right) \left(\frac{D_{max}}{D_m} \right)^{1/7} \quad 4.350$$

$$\text{Si } \frac{d}{D_m} > 60$$

$$u_c = 1.4 (g D_m) \left(\frac{D_{max}}{D_m} \right)^{1/7} \ln \frac{d}{7 D_m} \quad 4.351$$

Cuando el sedimento contiene granos de diámetro uniforme, entonces $D_{max} = D_m = D$.

Ecuaciones del tipo de Einstein

Bajo puntos de vista diferentes respecto a la hidrodinámica del flujo y las características del sedimento en que se sustentan las ecuaciones anteriores, Einstein en 1942 presentó una fórmula para cuantificar el arrastre de fondo bajo las consideraciones siguientes:

a.-El inicio y terminación del movimiento de las partículas del sedimento se expresan probabilísticamente en relación con las fuerzas hidrodinámicas de sustentación instantáneas al peso de las partículas.

b.-El transporte de sedimentos está relacionado con las fluctuaciones de la velocidad local del flujo; éste provoca un intercambio permanente e intensivo de partículas entre el material arrastrado y el fondo, dentro de un régimen de espesor igual a $100 D$

c.-La distribución de velocidades es de tipo logarítmica fuera de la capa límite y lineal dentro de ésta. El modelo de la ecuación de Einstein se expresa como

$$\phi = f \left(\frac{1}{\psi} \right) \quad 4.352$$

donde

$$\phi = \frac{q_s}{(\delta'_s g D_{s0}^3)^{1/2}} \quad 4.353$$

$$\psi = \frac{\gamma'_s D_{50}}{\tau_o} \quad 4.354$$

ϕ y ψ , son llamadas, *función de transporte* y *función de intensidad de flujo* respectivamente. Debe observarse que ψ es el recíproco del patrón de Shields.

La figura 4.39, es resultante de datos experimentales y representa la ecuación 4.352 que para valores de ψ mayores a 5.5 y de ϕ menores a 0.4 es una línea recta de la forma

$$0.465\phi = e^{-0.391\psi} \quad 4.355$$

Para satisfacer la parte no lineal del gráfico de Einstein, Brown en 1950 propone la siguiente expresión

$$\phi = 40(1/\psi)^3 \quad 4.356$$

conocida como la ecuación de Einstein-Brown, que también se presenta como

$$\frac{q_s}{(\delta'_s g D_{50}^3)^{1/2} F} = 40 \left(\frac{\tau_o}{\gamma'_s D_{50}} \right)^3 \quad 4.357$$

$$\text{con } F = \left(\frac{2}{3} + \frac{36\nu^2}{g D_{50}^3 \delta'_s} \right)^{1/2} - \left(\frac{36\nu^2}{g \delta'_s D_{50}^3} \right)^{1/2} \quad 4.358$$

donde ν es la viscosidad cinemática del agua; los otros parámetros fueron definidos con anterioridad.

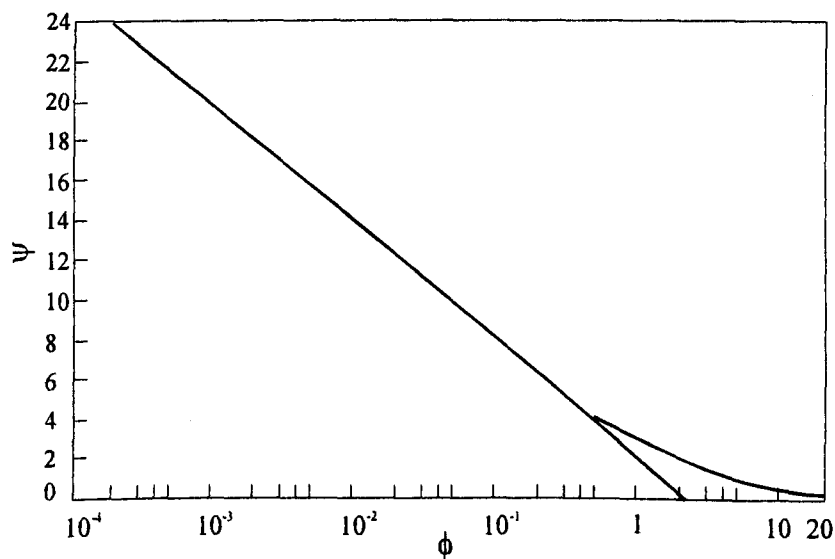


Figura 4.39 Funciones de Einstein. Modificada de Randkivi (1976)

Una fórmula aproximada a la de Meyer-Peter-Müller y a la de Einstein, es presentada por Frijlink en 1952, de la forma

$$q_s = 5\mu^{1/2}u_{*c}D_{50}e^{-0.27/\mu\theta_c} \quad 4.359$$

La notación es la misma a la indicada anteriormente, además se designa por

$\mu = (C/C')^{3/2}$, factor de forma del fondo.

$0.3 < \mu < 0.4$ para fondos con rizos y dunas, y $\mu = 1$ para fondos planos

$C = \frac{U}{(RS)^{1/2}}$, coeficiente global de Chezy

$c' = 18 \log(12R/D_{50})$, coeficiente de Chezy relacionado con el tamaño de las partículas.

R = radio hidráulico, m

v = velocidad media en la sección, m/s

Ecuaciones tipo de Bagnold

Otro punto de vista diferente sobre el transporte de sedimentos, relacionado con el concepto de balance de energía, fue introducido por Bagnold en 1966, quien propone que el arrastre del sedimento es proporcional a la disipación de energía del flujo en el fondo, relacionada al trabajo por el mismo flujo $T_r = (\tau_o - \tau_c)\mu$ sobre partículas de sedimento con diámetro mayor a 0.005 mm y menor a 2 mm, ángulo de reposo ϕ ($\tan\phi = 0.6$) y fondo con pendiente $\tan\beta$; le permitió proponer el modelo siguiente

$$q_s = \frac{0.1\tau_o U}{(\rho_s - \rho)g(\tan\phi - \tan\beta)} \quad 4.360$$

la notación es la misma a la indicada en las ecuaciones anteriores.

Con base al modelo de Bagnold, van Rijn en 1984, al considerar que el arrastre de las partículas en el fondo se debe preponderantemente a la saltación de éstas, propone que el arrastre de sedimentos por el fondo para partículas de diámetro comprendido entre 0.2 mm y 2 mm se puede calcular con la siguiente ecuación

$$q_s = 0.53(\delta'_s g)^{1/2} D_{50}^{3/2} D_*^{-0.3} T_r^{2.1} \quad 4.361$$

en la que $T_r = (\tau_o - \tau_c)/\tau_c$ es llamado *parámetro de esfuerzo cortante en el fondo*. Los otros factores son definidos con anterioridad.

La ecuación 4.345, bajo la consideración de valores medios de las alturas de saltación y la concentración del sedimento cerca del fondo se puede expresar como

$$q_s = 0.005 U d \left[\frac{U - \bar{u}_c}{((\delta'_s g) D_{50})^{1/2}} \right]^{2.2} \left(\frac{D_{50}}{d} \right)^{1.2} \quad 4.362$$

donde

U = velocidad media en la profundidad, (m/s)

\bar{u}_c = velocidad crítica media en la profundidad basada en Shields, (m/s)

para $0.0001 \leq D_{50} \leq 0.0005$

$$\bar{u}_c = 0.19 D_{50}^{0.1} \log(12d / 3D_{90})$$

para $0.0005 \leq D_{50} \leq 0.002$

$$\bar{u}_c = 8.5 D_{50}^{0.6} \log(12d / 3D_{90})$$

D_{50}, D_{90} = diámetro de la partícula en m.

Comentarios generales

- La mayor parte de estas ecuaciones y muchas otras, puede expresarse en la forma

$$\phi = f(\theta, \theta_c)$$

donde

$$\phi = \frac{q_s}{[g(\gamma'_s - 1)D^3]^{1/2}}, \text{ relación adimensional de transporte por el fondo}$$

$$\theta = \frac{\tau_o}{(\gamma_s - \gamma)D}, \text{ parámetro de Shields.}$$

- La aplicación de estas ecuaciones a flujos no permanentes y no rectilíneos, puede dar resultados con graves errores, debido a que su validez rigurosa es para flujos permanentes y rectilíneos, y en algunos casos, para sedimento de diámetro no uniforme
- Investigadores como; Colby y Blench citados por Larras (1972) cit., van Rijn (1989) y Cardoso-Oliveira (1994) cit., han ejecutado la comparación de

diversos modelos de predicción del arrastre de sedimentos por el fondo, de quienes a continuación se presentan las principales conclusiones.

a.-Colby B.R., 1964

- Las ecuaciones que utilizan la velocidad media U , son de aplicación fácil, y sus límites de validez son relativamente bien definidos. Las correcciones deben ser en función de la profundidad y de la temperatura asociada al material fino. Estos métodos no son adecuados cuando se presentan antidunas.
- Las ecuaciones que utilizan la velocidad al corte u_* , se comportan sensiblemente igual con las mismas ventajas e inconvenientes; pero mucho más difícil de valorar correctamente u_* que U .
- Las ecuaciones que utilizan la disipación de energía son de fácil aplicación y proporcionan mejores resultados en los casos de presencia de antidunas que en los casos con fondos de rizos y de transición.

b.- Blench, T. 1970

- La comparación gráfica de varias ecuaciones del tipo de Du Boys y de Einstein demuestra que no se dispone de un método de cálculo satisfactorio, lo cual se debe al número insuficiente de variables que se toman en consideración.

c.-van Rijn L. 1989

- En 500 relaciones de transporte de sedimentos aplicables a granos de diámetro comprendido entre 0.1 mm y 1.5 mm y de mediciones en canales de laboratorio y en campo utilizadas para verificar las fórmulas de van Rijn, Meyer -Peter y Müller y la de Frijlink, se hizo la comparación en términos de un factor de discrepancia r del arrastre calculado al medido. Fueron tres rangos de r establecidos $0.75 \leq r \leq 1.5$; $0.5 \leq r \leq 2$ y $0.33 \leq r \leq 3$, para los cuales, el porcentaje de certeza es; para el primer rango, 32%, para el segundo el 62% y para el tercero el 85% aproximadamente. De lo anterior, se estableció que es altamente posible predecir el acarreo con un error menor que el factor de dos.

Arrastre en suspensión por corrientes

Anteriormente se mencionó que el sedimento en suspensión no entra en contacto con el fondo y su transporte es mucho más complejo que el transporte por el fondo. La puesta

del sedimento en suspensión, puede ser considerado como un fenómeno consecuente al inicio de movimiento del sedimento en el fondo, Bogardi (1970) cit.

El mecanismo por el que el sedimento se pone y mantiene en suspensión puede explicarse de la siguiente manera. Esta situación se inicia con un movimiento incipiente de la partícula que permanece en el fondo sujeta a las fuerzas hidrodinámicas de fricción (arrastre) y sustentación, además de las fuerzas de gravedad y de flotación. Las fuerzas hidrodinámicas se incrementan por la presencia de vórtices que provocan aceleración de las partículas, las cuales son levantadas del fondo para continuar ascendiendo por el efecto de las fluctuaciones de la velocidad vertical, de la diferencia de presiones y transferencia de cantidad de movimiento, de modo que la velocidad total vertical sea mayor a la velocidad de caída.

Al igual que una partícula de sedimento es puesta en suspensión y arrastrada a la misma velocidad de la corriente, muchas otras pueden correr la misma suerte. El análisis individual de partículas se asocia a la velocidad o esfuerzo cortante actuante, mientras que el análisis colectivo de éstas lo es sobre la concentración volumétrica o peso de la masa del sedimento distribuido en el flujo.

Velocidad de inicio de suspensión.

Larras (1992) cit., registra varios modelos para determinar la velocidad media U del flujo que pone en suspensión los granos del sedimento, por ejemplo: el modelo de Kresser se expresa como

$$\frac{U^2}{gD} = 360 \quad 4.363$$

donde

g = aceleración de la gravedad

D = diámetro del sedimento (cuarzo), comprendido entre 0.2 a 0.85 mm. en escurrimientos naturales

Como la ecuación de Chezy es igual a $U = C(RS)^{1/2}$ y $\tau_o = \gamma RS$, ecuación 4.245, entonces la ecuación 4.363 puede expresarse como

$$\tau = 360(\gamma g / C^2)D \quad 4.364$$

en la que τ es el esfuerzo cortante del escurrimiento correspondiente a la aparición del fenómeno de suspensión, γ es el peso específico del agua y C el coeficiente de Chezy ($C = U / (dS)^{1/2}$). S es la pendiente hidráulica y d la profundidad del flujo.

Para granos de cuarzo, de granulometría uniforme, la formula 4.364 toma la forma de

$$\tau = 5225 D (D/d)^{1/3} \quad 4.365$$

en la que D y d están en milímetros y τ en gramos por m^2 .

Teoría de intercambio

El tratamiento del transporte del sedimento en suspensión, en forma masiva, se sustenta en el mecanismo de ascenso y descenso de las partículas sólidas dentro de la corriente, producto de las fuerzas hidrodinámicas y de gravedad. Lo anterior es el fundamento de la *teoría de intercambio de sedimento*, donde el gradiente de concentración sobre la vertical, es resultado del equilibrio de la transferencia de masa del sedimento, definida por la *ecuación de difusión*, y como a continuación se expresa

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \nabla \cdot [C(U + W) - \varepsilon_m \nabla C] = 0 \quad 4.366$$

Con C = Concentración del sedimento igual a la masa del sedimento/masa de la mezcla.

U = Velocidad media de la corriente.

W = velocidad de caída de las partículas

ε_m = Coeficiente de difusión molecular

Para un fluido incompresible, flujo permanente, uniforme y turbulento, la ecuación 4.363 después de integrada, se reduce a

$$\varepsilon_c \frac{dC}{dy} + CW = 0 \quad 4.367$$

llamando a ε_c , coeficiente de mezclado del sedimento o de difusión de la concentración ; esto depende de la turbulencia vorticiosa del flujo y de la posición (y) del punto de interés, que puede tener la forma:

$$\varepsilon_c = \frac{\beta \varepsilon}{\rho} \quad 4.368$$

Si la distribución de velocidades del flujo en la vertical es de tipo logarítmico, la distribución de presiones es hidrostática y la distribución del esfuerzo cortante lineal como se expresa a continuación

$$\frac{du}{dy} = \frac{u_*}{\kappa y}; \quad \tau = \varepsilon \frac{du}{dy} = \tau_o \left(1 - \frac{y}{d}\right); \quad \tau_o = \gamma \, dS$$

entonces, después de integrar la ecuación 4.367 bajo las consideraciones anteriores, resulta la *distribución de Rouse* que se expresa como

$$\frac{C}{C_o} = \left(\left(\frac{d-y}{y} \right) \left(\frac{y_o}{d-y_o} \right) \right)^2; \quad C \leq 0.001 \quad 4.369$$

donde

C = concentración local a la distancia y

C_o = concentración máxima situada a la distancia y_o

$\varepsilon = \rho \, \kappa u_* y \left(1 - \frac{y}{d}\right)$, coeficiente de difusión turbulenta.

$u_* = (\tau_o / \rho)^{1/2}$, velocidad al corte

d = profundidad

y = altura del punto para evaluar C

$y_o = 2D$, altura de referencia, donde la concentración es máxima.

κ = Constante de Kármán e igual a 0.4

$$\tau_o = \varepsilon \frac{du}{dy}$$

ρ = densidad del agua

$$Z = \frac{W}{\beta \kappa u_*} \text{ número de Rouse, ó parámetro de suspensión.}$$

β = relación entre los coeficientes de difusión de la concentración y el coeficiente de difusión turbulento. Para material fino, $\beta = 1$, y para material grueso $\beta < 1$, que de acuerdo a van Rijn $\beta = 1 + 2(w/U_*)$ para $0.1 < \frac{W_s}{U_*} < 1$.

La figura 4.40 muestra gráficamente la distribución de la concentración dada por la ecuación 4.369.

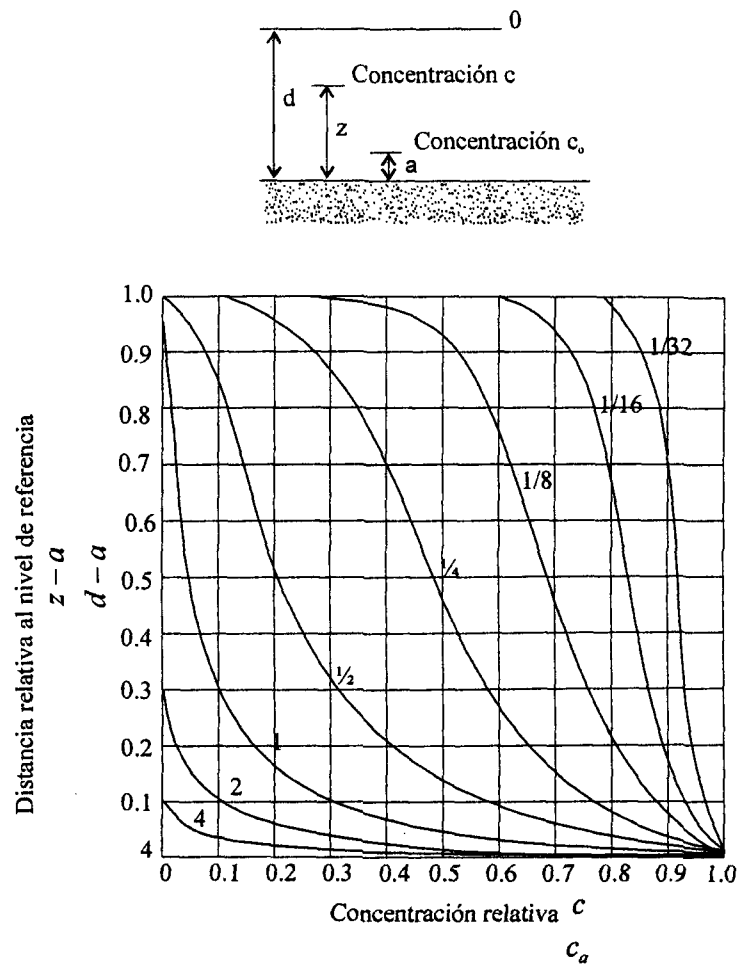


Figura 4.40. Distribución de la concentración del sedimento en suspensión

Vanoni, en Bonefille (1976)

En esta figura, se puede observar que la curva para $Z = 1/4$, representa una distribución vertical del sedimento bien mezclado para granos finos y corrientes fuertes, mientras que, la concentración aumenta en la superficie para valores menores de Z . Caso contrario, para corrientes débiles y granos gruesos, la concentración del sedimento ocurre principalmente en el fondo, para valores de Z grandes.

La concentración de referencia C_o , puede ser determinada mediante la expresión propuesta por van Rijn (1989) cit., la cual se expresa como

$$C_o = 0.015 \frac{D_{50} T_r^{2/3}}{y_o D_*^{0.3}} \quad 4.370$$

en la que; C_o es medida en volumen, y_o igual a la rugosidad efectiva k_s , D_* , es dada por la ecuación 4.286, y T_r es el parámetro de esfuerzo cortante en el fondo, definido en la ecuación 4.361.

Las ecuaciones desarrolladas para cuantificar el arrastre de sedimento en suspensión, con base en la *teoría de intercambio*, requieren de la concentración C_o , como valor conocido a la distancia y_o , y de los perfiles de velocidad y concentración.

Para un flujo permanente, el caudal sólido transportado en suspensión, se define como la integral del producto de la velocidad u por la concentración C a lo largo de la profundidad del flujo

$$q_{ss} = \int_{y_o}^d u C dy \quad 4.371$$

Dentro de los métodos que resuelven la ecuación 4.371, se pueden citar los propuestos por Lane y Kalinske, Einsten, Brooks, Chang, Itakura - Kishi y Bijker. Aquí se describe únicamente el de Einsten, por considerar que es el de empleo de mayor frecuencia y base de los otros métodos, excepto el de Lane Kalinski, quien supone que las fluctuaciones verticales de la velocidad del flujo cerca del fondo tienen distribución gaussiana, cuya influencia es importante en la distribución de la concentración puntual del sedimento, Larras (1972) cit.

Método de Einsten 1950. Este método fue desarrollado para un flujo permanente, con perfil de velocidad tipo logarítmico, dado por Keulegan, y distribución de la concentración igual al expresado en la ecuación 4.369. Adicionalmente, supone la existencia de una capa de fondo de espesor $y_o = 2D$, donde ocurre el arrastre de fondo, a partir del cual, se evalúa la concentración del sedimento en la parte superior de esa capa. Para estas condiciones, determina que $Z = W / (0.4u_*)$ y al sustituirse en la ecuación 4.368, la solución resulta igual a.

$$q_{ss} = 11.6u_* C_o y_o \left[I_2 + I_1 \ln(30.2 e d / D_{65}) \right] \quad 4.372$$

donde

$$I_1 = 0.216 \frac{A^{z-1}}{(1-A)^z} \int_A^1 \left(\frac{1-y}{y} \right)^z dy$$

$$I_2 = 0.216 \frac{A^{z-1}}{(1-A)^z} \int_A^1 \left(\frac{1-y}{y} \right)^z \ln y dy$$

$$A = y_o / D$$

C = factor de corrección

La integración numérica de I_1 e I_2 , fué ejecutada por Einsten, y se muestra en las figuras 4.41 a y b respectivamente para varios valores de A y de Z .

Bagnold (1966), propone su modelo sustentado en la eficiencia de la potencia del flujo transmitida a través de la fricción entre las partículas. Después de establecer el balance de energía relacionada con el arrastre de fondo en suspensión, éste se expresa como

$$q_{ss} = e_s E \left(\frac{U}{W} \right) (1 - e_b) \quad 4.373$$

donde

$E = \gamma dSU$, energía disipada para poner en suspensión el sedimento.

γ = peso específico del agua

d = profundidad del flujo

S = pendiente hidráulica

U = velocidad media del flujo

e_s y e_b = factores de eficiencia de transmisión de energía.

Para $D > 0.015 \text{ mm}$, y $e_s(1 - e_b) = 0.01$, la ecuación 4.373, toma la forma

$$q_{ss} = \frac{0.01 \theta_o U^2 D_m}{qW} \quad 4.374$$

siendo:

θ_o = parámetro de Shields, ecuación 4.310

D = diámetro medio de las partículas, en m .

U = velocidad media del flujo, en m .

W = velocidad de caída de las partículas en m/s .

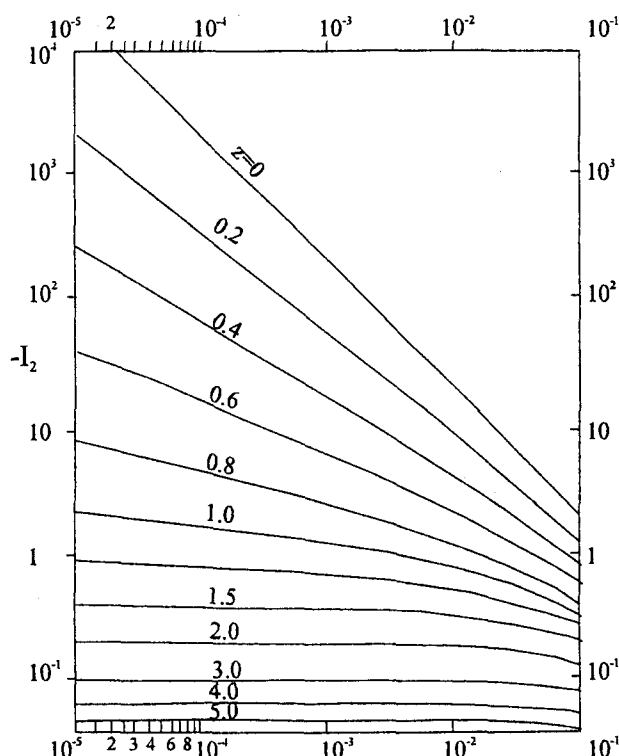


Figura 4.41a. Función de I_1 , en términos de A y Z . Einstein 1950, en Graf (1984).

Arrastre total por corriente

La figura 4.26 muestra la composición total del arrastre o carga de sedimento transportado por una corriente, cuyo valor es igual a la suma del arrastre de fondo, el arrastre del fondo en suspensión más el arrastre de lavado; sin embargo, la cantidad que con mayor frecuencia es requerida para trabajos de ingeniería, es el arrastre total del fondo expresado por la ecuación 4.332. Esta ecuación puede ser resuelta mediante la suma de las cantidades individuales, obtenidas por métodos ya tratados en la sección anterior, o bien, por métodos que tratan el sedimento en un solo bloque. Respecto a estos métodos, los hay desde mediciones directas, gráficas y ecuaciones integrales. Dentro de estas ecuaciones se cuenta con las de Einstein, Bagnold, Engelund y Hansen, Colby, Ackne y White y van Rijn.

Particularmente, se tratan las de mayor facilidad en aplicación, y que proporcionan resultados de aceptable aproximación, sugeridos por van Rijn, Soulsby, y Martínez, antes citados.

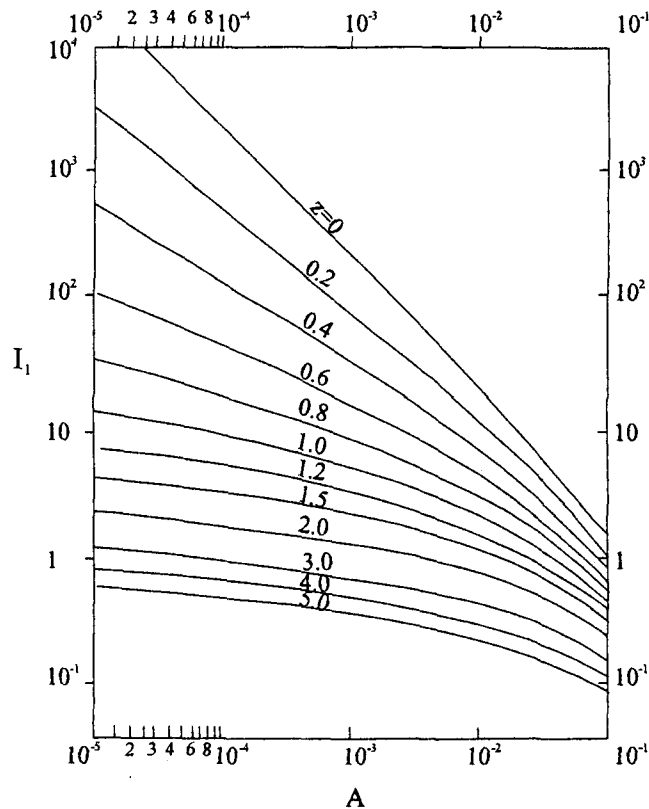


Figura 4.41b. Función de I_2 en términos de A y Z. Einsten 1950, en Graf (1984).

Engelund y Hansen, en 1967, derivaron su modelo, bajo la consideración del trabajo de las fuerzas de fricción del flujo sobre el sedimento en fondos con rizos o dunas. Después de establecer el balance de energía, fue propuesta la ecuación siguiente:

$$q_t = \frac{0.05U^5}{(\delta'_s - 1)^2 g^{1/2} D_{50} C^3} \quad 4.375$$

donde

q_t = caudal total de fondo, en $m^2 / s / m$

U = velocidad media en la profundidad, en m/s .

C = coeficiente de Chezy en $m^{1/2} / s$

D_{50} = diámetro medio de las partículas del fondo, en m .

δ'_s = densidad relativa del sedimento e igual a 2.65

g = aceleración de la gravedad en m^2 / s

Ackers y White, en 1973, propone una ecuación empírica deducida de trabajos experimentales en laboratorio, y que se expresa como

$$q_t = KUD_{35} \left(\frac{U}{u_*} \right)^n \left(\frac{Y - Y_c}{Y_c} \right)^m \quad 4.376$$

en la que

q_t = caudal total de fondo en $m^2 / s / m$

U = velocidad media en la profundidad, en m/s

u_* = velocidad al corte, en m/s .

$$Y = \frac{u_*^n}{\left[(\delta'_s - 1)gD_{35} \right]^{1/2}} \left[\frac{U}{2.46 \ln(10d / D_{35})} \right]^{1-n}$$

Para sedimento fino, con $D_* < 60$

$$Y_c = \frac{0.23}{D_*^{1/2}} + 0.14$$

D_* = ecuación 4.286

$$K = e^{[2.86 \ln D_* - 0.034 (\ln D_*)^2 - 8.13]}$$

$$n = 1 - 0.243 \ln D_*$$

$$m = \frac{9.66}{D_*} + 1.34$$

Para sedimento grueso, con $D_* > 60$

$$Y_c = 0.17; \quad K = 0.025; \quad n = 0 \quad y \quad m = 1.5$$

van Rijn, en 1984, propone una ecuación semi empírica, sustentada en planteamientos teóricos y resultados empíricos. Asume que las fuerzas de gravedad e hidrodinámicas son de mayor importancia que las de turbulencia, y que el caudal total es la suma de los caudales independientes, de fondo y de fondo en suspensión, expresados por

$$q_s = 0.005Ud \left\{ \frac{U - U_c}{\left[(\delta'_s - 1)gD_{50} \right]^{1/2}} \right\}^{2.4} \left(\frac{D_{50}}{d} \right)^{1.2} \quad 4.377$$

$$q_{ss} = q_s (D_*)^{-0.6} \quad 4.378$$

donde

U = Velocidad media en la profundidad, m/s .

U_c = velocidad media en la profundidad que inicia el movimiento del sedimento en el fondo:

para $0.1 \leq D_{50} \leq 0.5 \text{ mm}$

$$U_c = 0.19(D_{50})^{0.1} \log\left(\frac{4d}{D_{90}}\right)$$

para $0.5 \leq D_{50} \leq 2 \text{ mm}$

$$U_c = 8.5(D_{50})^{0.6} \log\left(\frac{4d}{D_{90}}\right)$$

d = profundidad, m

4.8.7 Transporte por olas

El proceso de la puesta en movimiento del material del fondo, inducido por las olas, se sustenta principalmente en el desprendimiento, levantamiento y transporte de los granos; mientras que las corrientes, los transportan de un lugar a otro. Estos procesos no son exclusivos de los factores mecánicos, olas y corrientes, menos aún cuando ambos actúan en forma combinada. El transporte de los granos como se indicó en la sección 4.8.2., se localiza en una capa cerca del fondo y en la capa arriba de ésta, generalmente referido como transporte cerca del fondo y transporte en suspensión respectivamente, cuyas fronteras no son fácil de establecer; sin embargo, es práctico tratarlos separadamente.

Dada la relación del movimiento del sedimento con los patrones de corriente generados por las olas, mostrados en las figura 4.18, se distinguen dos zonas separadas por la primera línea de rompientes, éstas son; zona exterior o región fuera de la costa y zona interior o región de playa. En el primer caso, el inicio del movimiento del sedimento ocurre por el movimiento oscilatorio de las olas, mientras que en el segundo caso, por el rompimiento de estas olas.

El proceso del transporte del sedimento en la zona exterior, se inicia con el movimiento del sedimento más ligero, hacia atrás y hacia delante, sobre el fondo de pequeños rizos con crestas paralelas a las olas. En la propagación de las olas hacia la costa, con disminución de la profundidad, el movimiento del agua y el esfuerzo cortante que ejerce sobre el fondo, alcanza a ser suficiente para mover las partículas de arena y crear rizos más grandes, uniformes y periódicos con crestas también paralelas a los frentes de las olas. En el mismo recorrido de las olas, la distribución de velocidades cambia temporalmente, de una forma senoidal a otra que contiene una fuerte componente hacia la costa, que es el transporte de masa, debida al paso rápido de la cresta de la ola a otra de

menor tamaño, con dirección hacia tierra y de mayor duración que la primera asociada al paso del valle de la ola. En la propagación de las olas en aguas poco profundas, al disminuir la profundidad, se produce durante el paso del valle de la ola, un flujo en dirección contraria sobre el fondo, acompañado de una nube de arena que brota del fondo para ser arrastrada hacia mar adentro, y después moverla con dirección hacia tierra por el paso de la cresta de la ola para así mantenerla en suspensión. El movimiento del agua hacia tierra, también es responsable del arrastre del sedimento por el fondo. Bajo la combinación del movimiento oscilatorio inducido por las olas, las corrientes litorales, y el transporte de masa, puede ocurrir que los rizos se muevan hacia tierra, mientras que corrientes residuales arriba del fondo acarreen el sedimento en suspensión con dirección hacia el mar.

En la zona interior, el paso de la cresta en rompimiento, produce un esfuerzo cortante sobre el fondo, debido a la turbulencia inducida por los gradientes de velocidad, que pone en movimiento al sedimento y lo transporta por el fondo y en suspensión. En la traslación del frente de la ola en rompimiento sobre un fondo inclinado, la altura de la ola decrece gradualmente y produce un flujo de retorno sobre surcos o canales que arrastra sedimento con dirección al mar. En esta misma zona además de la presencia de vórtices generados por los grandes rizos y factores significativos del transporte del sedimento en suspensión, existen otros vórtices de mayor energía, causados por el rompimiento de las olas, que ayudan a mantener el material en suspensión en toda la profundidad de cualquier sección en la zona de rompimiento.

En el marco de referencia anterior, el caudal de sedimento total q_{st} transportado por las olas, resulta ser igual a la ecuación 4.332

$$q_{st} = q_s + q_{ss}$$

de modo que, ambos caudales, el de fondo q_s y el de suspensión q_{ss} pueden ser evaluados por la acción, únicamente, de corrientes o de olas; en otras condiciones por la combinación de ellos, lo cual puede expresarse como

$$q_{st} = (q_{sc} + q_{sol}) + (q_{ssc} + q_{ssol}) \quad 4.379$$

donde

q_{sc} = caudal de fondo por corriente

q_{sol} = caudal de fondo por olas

q_{ssc} = caudal en suspensión por corriente

q_{ssol} = caudal en suspensión por olas

Separadamente, los caudales q_{sc} y q_{ssc} , pueden ser determinados, práctica común, con la aceptación de fórmulas desarrolladas para transporte de sedimentos por corriente como los tratados en la sección 4.8.6, mientras que las caudales q_{sol} y q_{ssol} , que son objeto de la presente sección, dependen de las velocidades orbitales del agua, del transporte de masa, de la resaca, de las corrientes de retorno y de las corrientes a lo largo de la playa, todas ellas inducidas por las olas antes o después del rompimiento según sea el caso.

El transporte de sedimentos dentro y fuera de la zona de rompimiento de las olas, próxima a la línea de playa, es llamado *transporte litoral*, cuya magnitud expresada por la ecuación 4.379, puede ser también definida, si se usan las coordenadas de la figura 4.19, por

$$q_{sl} = \frac{1}{t_o} \int_0^{d+\eta} \int_0^t C(y,t) u(y,t) dt dy \quad 4.380$$

donde

$C(y,t)$ = concentración instantánea del material

$u(y,t)$ = velocidad local instantánea en la dirección de propagación de la ola y a la distancia y respecto al fondo

d = profundidad local, respecto al nivel medio de la superficie del mar

η = elevación instantánea de la superficie del agua

t_o = lapso de integración

t = tiempo

Debido a la turbulencia del flujo, y con base a la expresión estadística 4.228 aplicada a las cantidades q_{sl} , u y C , la ecuación 4.380 se transforma en

$$q_{sl} = \int_0^d u(y) C(y) dy + \int_0^d \overline{u}(y) \overline{C}(y) dy \quad 4.381$$

El primer término del segundo miembro de la ecuación 4.381, representa el caudal de sedimento debido al transporte por corriente, ecuación 4.371, y el segundo término, el caudal de transporte por olas. q_{sl} es un vector derivado de las corrientes, se vuelve complicado cuando la velocidad es función de varias magnitudes espaciales. Particularmente, si la velocidad cambia en las direcciones x , y , entonces se presentan dos componentes, una en la dirección perpendicular a la playa, denominada *transporte*

transversal a la playa y la otra paralela a la playa, llamada *transporte paralelo a la playa*. Para resolver la ecuación 4.381 es necesario conocer la distribución de la velocidad u y la concentración C , de modo que la velocidad inmediatamente arriba de la capa límite, en la zona exterior, aumenta con el incremento de la altura de la ola y con la disminución de la profundidad, a su vez, la concentración adquiere el máximo valor. En la sección 4.6 son presentados modelos de fórmulas para conocer la variación de la velocidad, mientras que, la concentración es tratada en la sección 4.8.6.2

Arrastre por olas solamente

Para las condiciones de olas reales, olas no senoidales sin rompimiento, inducen un patrón de flujo compuesto de tres zonas a lo largo de la profundidad, como se observa en la figura 4.42. En esta figura se muestra una corriente cercana al fondo y otra en la superficie, entre el valle y la cresta, ambas con dirección a la de propagación de las olas, mientras que, en la parte intermedia de la profundidad, la velocidad es en dirección hacia el mar, producto del balance de las masas de agua que se mueven en dirección a la costa.

El transporte inducido por las olas, es pequeño respecto al transporte por corrientes, aún cuando la concentración media en la vertical por las olas es mayor.

La distribución real de la concentración del sedimento, en suspensión, provocado por las olas, sobre fondos de arena con $0.05\text{mm} < D < 0.5\text{mm}$, presenta un valor mayor cerca del fondo, en una distancia aproximadamente tres veces la altura de los rizos, y una disminución rápida hacia la superficie; esto se debe a la mayor difusividad turbulenta cerca del fondo debido a la formación de rizos, y a la tendencia de desaparición de los vórtices en su desplazamiento hacia arriba; a continuación se muestran algunos modelos de distribución de la concentración.

a.-Nielsen (1992), en Soulsby (1998) cit, propone un fondo con rizos y difusividad turbulenta constante ε_c que al resolver la ecuación 4.367, resulta

$$C(y) = C_o e^{-y/l} \quad 4.382$$

donde

$C(y)$ = concentración en volumen del sedimento a la distancia vertical y

$C_o = 0.005(\theta')^3$ concentración máxima (de referencia) en el fondo a la distancia y_o

l = escala de decaimiento longitudinal

para $\frac{u}{W} < 18$; $l = 0.075 \frac{u}{W} \Delta$

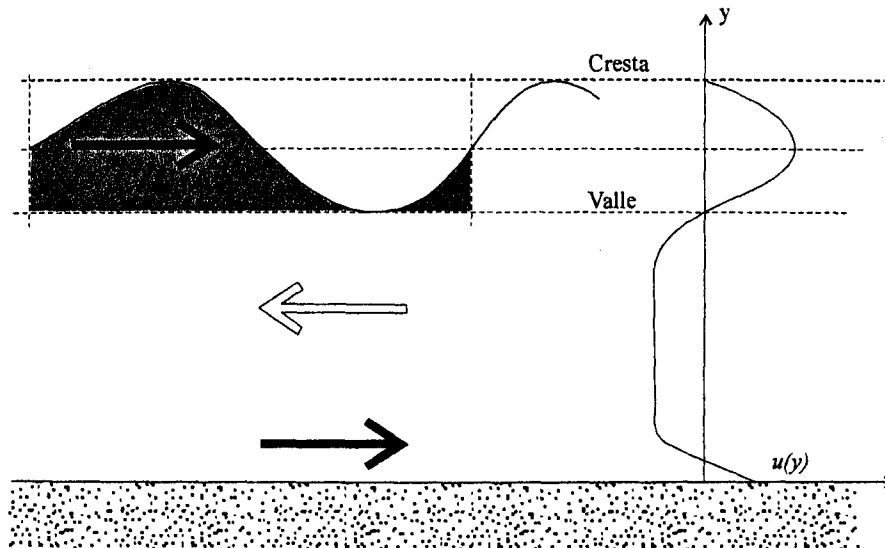


Figura 4.42 Distribución de velocidades en la profundidad, inducidas por las olas en aguas poco profundas. Modificada de van der Velden (1989)

para $\frac{u}{W} \geq 18$; $l = 1.4 \Delta$

u = velocidad orbital por la ola, ecuación 4.18 ó 4.79

W = velocidad de caída del sedimento, sección 4.8.3.3

$$\theta' = \frac{fu^2}{2(\delta_s - 1)gD_{50}(1 - \pi\Delta/\lambda)^2}, \text{ parámetro de movilidad}$$

Δ = altura de rizos

λ = longitud de rizos

$f = 0.00251e^{(5.21r^{-0.19})}$, factor de fricción en fondo rugoso

$$r = \frac{uT}{5\pi D_{50}}$$

T = periodo de la ola

D_{50} = diámetro medio del grano

δ_s = densidad relativa del sedimento

g = aceleración de la gravedad

Otros modelos corresponden a Bijker, Fredsøe et al, Skafel-Krishnappan y van Rijn que son registrados por van Rijn (1989) cit, cuyos fundamentos son respectivamente los siguientes: Bijker, combina olas y corrientes sobre fondo plano rugoso, toma en consideración un perfil de potencias semejante a la ecuación 4.369. Fredsøe et al, lo desarrolla sobre un fondo plano, y considera que el flujo fuera de la capa límite es potencial, del cual obtiene que el perfil de velocidad orbital instantánea es de tipo logarítmico; el valor de la concentración del sedimento, lo deriva de la ecuación de convección-difusión y no considera la velocidad de caída. Skafel-Krishnappan, considera que la variación de la concentración sigue una distribución exponencial y el fondo con rizos. van Rijn, considera el efecto de la velocidad de caída y la variación de la concentración se obtiene de la ecuación convección-difusión.

Para evaluar el coeficiente de difusividad turbulenta o coeficiente de mezclado, variable en la vertical, existen varios modelos, determinados a través de mediciones en laboratorio, como los reportados por van Rijn, por ejemplo, para olas no rompientes; Homma and Horikawa, Bijker, Lundgren, Bhattacharya, Swart, Nielsen, Dolly, y Skafel-Krishnappan, Kos'yan. Para olas rompientes, el método de van Rijn.

Respecto a las fórmulas para evaluar el caudal sólido, éstas tienen una forma semejante a las fórmulas aplicadas a corrientes permanentes, debido a que las condiciones de la suspensión del sedimento, prácticamente corresponden a la zona cercana al fondo con espesor aproximado de 3 a 5 veces la altura de los rizos, van Rijn (1989), cit.

Generalmente estas fórmulas son desarrolladas sobre fondos planos, donde el transporte es en dirección de la propagación de las olas en la mitad del periodo del ciclo de flujo oscilatorio o en el periodo total para obtener el transporte neto. La presencia de rizaos en el fondo y la diferencia de fases entre las velocidades instantáneas y las concentraciones pueden inducir a un transporte neto en dirección contraria a la propagación de las olas, situación ésta que no es tomada en consideración en las fórmulas. Algunas de estas fórmulas son presentadas a continuación:

b.-Madsen and Grant, 1976

$$q_{sl/2} = 12.5WD_{50}\theta^3 \quad 4.383$$

c.-Soulsby, 1978

$$q_{sl/2} = 5.1[g(\delta_s - 1)D_{50}^3]^{1/2}(\theta'_o - \theta_c)^{3/2} \quad 4.384$$

d.-Bagnold-Bailard, 1981

$$q_s = \frac{\rho f_o e_1}{(\rho_s - \rho)g \tan \gamma} \left[u_o^3 - \frac{\tan \beta}{\tan \gamma} |u_{ol}|^3 \right] \quad 4.385$$

$$q_s = \frac{\rho f_o e_2}{(\rho_s - \rho)W} \left[|u_o^3| u_o - \frac{e_2}{W} \tan \beta |u_{ol}|^5 \right] \quad 4.386$$

e.-van Rijn, 1988

$$q_{s1/2} = \alpha D_{50} u_{o \max} T_r D_*^{-1/3} \quad 4.387$$

donde

$q_{s1/2}$ = caudal sólido promediado en la mitad del ciclo, en $m^2 / s / m$

q_{sol} = caudal sólido instantáneo por el fondo inducido por las olas, en $m^2 / s / m$

q_{ssol} = caudal sólido instantáneo en suspensión inducido por las olas, en $m^2 / s / m$

W = velocidad de caída de las partículas del sedimento, ecuación 4.289, en m/s

D_{50} = diámetro medio del sedimento, en m

$$\theta = \frac{0.5 f_o u_{o \max}^2}{(\delta_s - 1)g D_{50}}, \text{ parámetro de movilidad}$$

θ_c = parámetro de Shields crítico, ecuación 4.316

f_o = factor de fricción para flujo hidráulicamente rugoso, definido en la ecuación 4.256

$u_{o \max}$ = velocidad máxima por olas en el fondo, ecuación 4.202, en m/s

u_o = velocidad instantánea de las olas cerca del fondo, ecuación 4.22, en m/s

β = ángulo del fondo respecto a un plano horizontal

γ = ángulo de fricción dinámica interna

e_1 = factor de eficiencia por transporte en el fondo

e_2 = factor de eficiencia por transporte en suspensión

δ_s = densidad relativa del sedimento, en kg/m^3

g = aceleración de la gravedad, en m/s^2

$\alpha = 0.3$ coeficiente de calibración

T_r = parámetro de esfuerzo cortante en el fondo, definido en la ecuación 4.361

D_* = diámetro sedimentológico, ecuación 4.286.

Si la distribución de la velocidad orbital en la vertical, inducida por una ola senoidal, es simétrica, entonces el caudal neto q_s será cero, sin embargo, debido a la asimetría de la ola que se presenta en su viaje en aguas poco profundas, y como anteriormente se explicó, el caudal durante la mitad del ciclo de la ola, $q_{s1/2}$, es diferente de cero; resultando entonces que el caudal neto es en dirección de la propagación de la ola, que se evalúa con ecuaciones como las indicadas anteriormente.

Transporte por olas y corrientes

El mecanismo de transporte de sedimentos bajo la acción simultánea de las olas y corrientes, es descrito al principio de la sección 4.8.7, donde se indica que para el transporte por corriente solamente, el transporte por el fondo es superior al transporte en suspensión, no así por la acción sola de las olas que sucede al contrario. En el caso de la acción simultánea de olas y corriente, las primeras causan gran cantidad de material de suspensión y después es transportado por las corrientes.

La fórmula mas comúnmente empleada que considera la combinación de ambos mecanismos de transporte es la de Bijker, referida por van der Velden (1989), van Rijn (1989), Sously (1998), que es válida para cuando la dirección de propagación de la ola es aproximadamente perpendicular a la dirección de la corriente. El desarrollo de esta fórmula se sustentó en la de Kalisnke- Frijlink, ecuación 4.359, previa modificación del esfuerzo cortante según la ecuación 4.2156 y 4.257 a.

La fórmula de Bijker, proporciona el transporte neto por el fondo para un ciclo de ola tipo senoidal, y se expresa como:

$$q_s = 5D_{50} \frac{ug^{1/2}}{C} e^{\left(\frac{-0.27\delta'_s g}{\mu\tau_o}\right)} \quad 4.388$$

D_{50} = diámetro medio, en m

u = velocidad calculada en la ecuación 4.243, en m/s

C = coeficiente de Chezy

δ'_s = densidad relativa sumergida, ecuación 4.275

$$\tau_o = \tau_{oc} + \frac{1}{2} \tau_{ool}, \text{ ecuación 4.256, en } N/m^2$$

g = aceleración de la gravedad, en m/s^2

μ = factor de forma de fondo, definido en la ecuación 4.359

Grand Madsen, propone que el caudal total instantáneo es dado por

$$q_s = 40WD_{50}\theta^3 \frac{u_{o\max}}{|u_{o\max}|} \quad 4.389$$

donde, u_o es definida en la ecuación 4.260b, los otros parámetros son iguales a los indicados en la ecuación 4.383.

Otras fórmulas similares a los anteriores se han desarrollado, y dentro de ellas se cuenta con la de Bagnold-Bailard, ecuación 4.385 y 4.386, Fredsøe, van Rijn, ecuación 4.387, Swart, Willis, van de Graaf, van Overeem, Soulsby, y Soulsby-van Rijn reportados por van Rijn (1989) y Soulsby (1998)cit.

Transporte paralelo a la playa

La evaluación local del caudal de sedimento arrastrado por la acción separada o combinada de olas y corrientes en la región exterior a la línea de rompimiento de las olas, fue tratada en la sección anterior. En esta sección, el interés se centra en cuantificar en la zona de rompimiento, el caudal del sedimento arrastrado por las corrientes paralelas a la playa llamado *transporte a lo largo de la playa*, para lo cual pueden ser aplicadas fórmulas como las de van Rijn, Frinlink-Bijker, Engelund – Hansen, Ackers – White y Grant-Madsen, y van Rijn (1989), referidas por Levoy et al (1994).

Cuando las olas inciden sobre la línea de playa en forma oblicua, transfieren en el proceso de rompimiento una cantidad de movimiento que da origen a esfuerzos cortante radiales, que a su vez generan corrientes paralelas a la playa como se explicó en la sección 4.6.4.2.

La relación de estas corrientes, con la disponibilidad de energía de las olas, se ha tomado en consideración por muchos investigadores para calcular el caudal sólido a lo largo de la playa; las ecuaciones derivadas constituyen el grupo denominado *métodos energéticos*, de los cuales se tratarán a continuación algunos de ellos.

Métodos energéticos

Estos métodos son de carácter integral y consideran el transporte total por el fondo y en suspensión; algunos de estos modelos derivados de estudios de campo y laboratorio, basados principalmente en la consideración de que este transporte depende de la energía de la ola en la zona de rompimiento, son clasificados como métodos energéticos.

Larras-Bonefille proponen en 1965 una expresión en la que asumen que el volumen de arena desplazado por cada ola, es proporcional a la energía de ésta sobre el punto de rompimiento, expresada en función de H^3/T , donde H es la altura de la ola en aguas profundas y T su periodo, Larras (1972) cit., y Bonefille (1976) cit. El coeficiente de proporcionalidad depende del diámetro D del sedimento, de la esbeltez de la ola $\gamma = H/L$ y del ángulo α de llegada de la ola a la playa; así entonces, el caudal sólido Q_s , en volumen por unidad de tiempo por unidad de ancho es igual a:

$$Q_s = f(D, \gamma) \frac{H^3}{T} f(\alpha) \quad 4.390$$

De estudios sistemáticos de laboratorio sobre arena de cuarzo, determinaron que para condiciones máximas de transporte

$$f(\alpha) = \sin \frac{7}{4} \alpha$$

y

$$f(D, \gamma) = 0.00175 \left(3500 \frac{D}{D^4 + 2} \right)^{\frac{11-\gamma}{10}}$$

donde D varía de 0.16 a 4mm., y α de 50° a 65°, $f(D, \gamma)$, pasa por un valor máximo cuando $D = 0.8$ mm y γ aproximadamente el 1%.

Un modelo ampliamente usado es el conocido como la fórmula de del CERC, que fue desarrollada con base a mediciones de campo y laboratorio, propuesta por el Instituto Oceanográfico de Scripps en 1947, USACE (1984) cit., y sustentada en el flujo de energía o potencia de la ola, ecuación 4.45, que en su forma más general se expresa como

$$Q_s = KP = K(EC_g) \sin \alpha_b \cos \alpha_b \quad 4.391$$

Q_s = Caudal sólido (en volumen)

donde

$$E_b = \frac{\rho g H_b^2}{8} \text{ energía de la ola evaluada en la línea de rompimiento de la ola}$$

ecuación 4.43.

$$C_g = (gd_b)^{1/2} = \left(g \frac{H_b}{\zeta_b} \right)^{1/2} \text{ Celeridad de grupo en la línea de rompimiento,}$$

ecuación 4.46.

$$\zeta_b = \frac{H_b}{d_b}, \text{ índice de profundidad de rompiente, ecuación 4.127}$$

α = ángulo de la línea de rompimiento de la ola respecto a la línea de playa.

La ecuación 4.391, puesta en función del valor de EC_g , de las características del sedimento y de la identidad trigonométrica $\sin 2\alpha$, puede ser escrita como

$$Q_s = K \left(\frac{\rho g^{1/2}}{16 \zeta_b^{1/2} (\rho_s - \rho)(1-n)} \right)^{5/2} H \sin(2\alpha_b) \quad 4.392$$

Siendo K , un coeficiente de proporcionalidad, empírico y adimensional que ha sido motivo de diferentes estudios, al igual que la ecuación 4.391, lo que ha permitido presentar en igual número fórmulas del mismo tipo, por ejemplo, las reportadas por Bodge et al (1991) y por Schoonees and Theron (1974), Bajournas 1970, Castanho 1970, Van Hijum 1976, Swart 1976, Galvin and Dean 1970, Kamphuis and Readshaw 1970, Vitale 1981, Kamphuis and Sayao 1982, y Ozhan 1982, quienes observaron una relación de K con el parámetro de similitud ξ_b .

-En USACE (1984) cit., se presenta el valor de $K=0.92$ para cuando se utiliza la altura de rompimiento incipiente de la ola H_{rmsb} , ecuación 4.135, y de 0.39 para cuando se utiliza la altura significativa. Komar and Inman propone el valor de 0.77, que es el más comúnmente empleado.

-Bailard (1984), propone una ecuación para K en playas con sedimento de cuarzo, de partículas con diámetro D comprendido entre 0.15 y 0.25 mm, altura de ola H_{rmsb} , entre 0.5 y 2.0 m, ángulo del frente de la ola rompiente respecto a la línea de playa α entre 0.2° y 15° , velocidad máxima oscilatoria del oleaje, u_{omax} ecuación 4.206 comprendida entre 33 y 283 cm/s la velocidad de caída del sedimento W con valor entre 2.5 y 20.5 cm/s. La ecuación es

$$K = 0.05 + 2.6 \operatorname{sen}^2(2\alpha_b) + 0.0073 \frac{u_{\max}}{W} \quad 4.393$$

-Swart en 1976, propone la expresión siguiente

$$K = 1876 \log(0.00146 / D_{50}) \quad 4.394$$

donde K es empleado para cuando Q_s es medido en $m^3/\text{año}$ y D_{50} en m.

- Kamphuis and Readshaw en 1978 y Vitale en 1981. Por su parte establecen que

$$K' = 0.7\xi_b; \text{ para } 0.4 < \xi_b < 1.4 \quad 4.395$$

donde K' , se emplea para cuando Q_s es medido en Kg/s; ξ_b es el parámetro de similitud de o Número de Irribarren

$$\xi_b = \frac{\tan \alpha}{(H_{rmsb} / L_o)^{1/2}} \quad 4.396$$

Donde

$\tan \alpha$ = pendiente del fondo

H_{rmsb} = ecuación 4.135 o igual a $H_{bs} / \sqrt{2}$

H_{bs} = altura de la ola significativa rompiente.

L_o = longitud de la ola en aguas profundas

-Watts en 1953 sugiere que

$$K = 2223 \quad 4.397$$

si Q_s es dado en el sistema internacional de unidades y $P^{0.9}$

-Calwell en 1956. Similarmente a la fórmula anterior propone que

$$K = 2505, P^{0.8} \text{ y } Q_s \text{ en } m^3/\text{año} \quad 4.398$$

-del Valle, Medina y Losada 1993 determinan que

$$K = 1.4e^{(-2.5D_{50})} \text{ para } 0.4mm < D_{50} < 1.5mm$$

-Schooness and Theron 1994. Sugieren los valores siguientes de K

$$K = 0.20; \text{ si la ecuación 4.391 emplea } H_{rmsb}. \quad 4.399$$

$$K = 0.82; \text{ si la ecuación 4.380 emplea } H_{sb} \quad 4.400$$

Otros modelos se han propuesto bajo la consideración de que a mayor altura de ola rompiente, mayor es la liberación de energía, en consecuencia, mayor es el movimiento del sedimento. En este grupo se encuentran:

-Galvin 1972 encuentra que

$$Q_s = 1.646 \times 10^6 H_b^2; (m^3 / \text{año}) \quad 4.401$$

-Galvin and Vitale (1976) llegan a plantear la expresión

$$Q_s = 7500P \quad 4.402$$

donde Q_s en $yd^3 / \text{año}$ y P en pies $lb/s/\rho$

-Damgaard and Soulsby (1996), presentan un modelo analítico para cuantificar el caudal sólido arrastrado por el fondo, y sustentado en la física del sedimento, el esfuerzo cortante dependiente del esfuerzo radial en la zona de rompimiento de las olas sobre un fondo plano. La fórmula es expresada como una combinación de un transporte dominante por corriente Q_{sc} , y un transporte dominante por olas Q_{sol} ; que después de algunas simplificaciones, Soulsby (1998) la presenta como

$$Q_{sc} = \frac{0.19(g \tan \beta)^{1/2} (\sin 2\alpha_b)^{3/2} H_b^{5/2} (1 - \theta'_c)}{\theta'_c}; \text{ para } \theta'_c < 1 \quad 4.403$$

para $\theta'_c \geq 1$, entonces $Q_{sc} = 0$

$$Q_{sol} = \frac{0.24 f(\alpha_b) g^{3/8} D_{50}^{1/4} H_b^{19/8}}{12(\delta_s - 1) T^{1/4}}; \text{ para } \theta_1 > \theta_2 \quad 4.404$$

$$Q_{sol} = \frac{0.046 f(\alpha_b) g^{2/5} H_b^{13/5}}{12(\delta_s - 1)^{6/5} (\pi T)^{1/5}}; \text{ para } \theta_1 < \theta_2 \quad 4.405$$

Para $\theta_{max} \leq \theta'_c$; entonces $Q_{sol} = 0$

donde

$$\theta_c = \frac{16\theta(\delta_s - 1)D_{50}}{H_b(\sin 2\alpha_b)(\tan \beta)}$$

$$f(\alpha_b) = (0.95 - 0.19 \cos 2\alpha_b)(\sin 2\alpha_b)$$

$$\theta_1 = \frac{0.15 H_b^{3/4}}{(\delta_s - 1) g^{1/4} (TD_{50})^{1/2}}$$

$$\theta_2 = \frac{0.004 H_b^{6/5}}{(\delta_s - 1) g^{7/5} g^{1/5} T^{2/5} D_{50}}$$

$$\theta_{max} = \left[(\theta_m + \theta_{ol} \sin \alpha_b)^2 + (\theta_{ol} \cos \alpha_b)^2 \right]^{1/2}$$

$$\theta_m = \frac{0.1 H_b (\sin 2\alpha_b) (\tan \beta)}{(\delta_s - 1) D_{50}}$$

$$\theta_{ol} = \text{máximode } \theta_1 \text{ y } \theta_2$$

$$\theta_c = \frac{0.30}{1 + 2D_*} + 0.55(1 - e^{-0.020D_*})$$

D_* = ecuación 4.286

H_b = altura de ola rompiente

T = periodo de la ola

D_{50} = diámetro medio del grano del sedimento

$\tan\beta$ = pendiente de la playa

Respecto a la comparación de todas estas ecuaciones, la de Damgaard and Soulsby incluye más variables del sedimento y de factores hidrodinámicos que las otras; sin embargo, la fórmula del CERC, incluye el transporte en suspensión y es muy simple.

Transporte Transversal a la playa

Este transporte, se refiere al movimiento del sedimento a lo largo de un perfil perpendicular a la línea de playa debido al rompimiento de las olas y a la resaca. Este proceso, es considerado el responsable de la variación del perfil de la playa, principalmente en régimen extraordinario de oleaje debido a los vientos de tormenta también llamado *régimen de invierno* que desde lo alto de la playa erosiona y arrastra el sedimento en dirección del mar hasta la zona exterior de la línea de rompimiento para después transportarlo hacia la playa durante el régimen ordinario de las olas; llamado *régimen de verano* para el primer caso el perfil resultante es llamado de *perfil de invierno* y el segundo *perfil de verano*. Estas modificaciones referenciadas a escalas de tiempo diferentes son de mayor rapidez en régimen de invierno, con olas grandes y corta duración que para el de olas ordinarias o de verano, de alturas pequeñas y gran duración. Ambos factores, se ven manifestados en la respuesta de la playa, por ejemplo: cambios estacionales de la posición de la línea de playa, el transporte hacia la costa por rebase de las olas sobre la playa asociado a la sobre elevación del nivel del mar por la tormenta y marea astronómica, erosión al pie de estructuras.

El caudal sólido, transversal a la playa o perpendicular a la línea de playa debido al rompimiento de las olas, la resaca (corrientes en la dirección del mar) y la influencia del viento local, es igual a la suma de los caudales arrastrados por el fondo y en suspensión. Si las velocidades orbitales de las olas en el fondo y los esfuerzos cortantes inducidos en la

zona de rompientes con dirección a la costa son superiores a los generados en dirección hacia mar adentro, entonces existe un caudal sólido neto que se transporta en dirección hacia la costa. La gran disipación de energía y producción vertical de la concentración del sedimento (más uniforme en la zona de rompientes que antes de romper), la distribución de velocidades y las fases de ocurrencia de éstas, así como las formas del fondo, la pendiente del fondo, el diámetro y densidad del sedimento, son factores importantes adicionales en la cuantificación del caudal sólido transversal, Fredsøe (1994) cit. Este esquema descrito corresponde al rompimiento de las olas tipo deslizante, mientras que el rompimiento de las olas tipo zambullida contribuye en mayor proporción al transporte a lo largo de la playa.

La magnitud total de la velocidad del flujo generado en la zona de rompimiento de las olas, producto de la acción del viento, disipación de energía por rompimiento de la ola y transporte de masa por la resaca (no se incluye el transporte de masa en el fondo), se propone calcularlo por la fórmula de Dean and Dalrymple, referida en Dean et al (2001), que se expresa como

$$u(y) = \frac{d}{\rho\mu_t} \left(2\tau_{sv} - \frac{\partial E}{\partial y} \right) \left[\frac{3}{8} \left(\frac{y}{d} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{y}{d} \right) + \frac{1}{8} \right] + \frac{3}{2} \frac{M}{d} \left[1 - \left(\frac{y}{d} \right)^2 \right] \quad 4.406$$

El primer término está asociado con el esfuerzo cortante por viento τ_{sv} , definido en la sección 4.7.2.3, el segundo término corresponde al caudal de la cantidad de movimiento expresado en función del gradiente de energía de la ola $\partial E / \partial y$ transversal a la playa. El tercer término representa el transporte de masa por la resaca a través del caudal neto del agua M a lo largo de la profundidad con dirección hacia mar adentro que se puede calcular con la ecuación 4.214. En la misma ecuación 4.406, d es la profundidad, y es la altura respecto al nivel del mar a la cual se calcula $u(y)$, ρ la densidad del agua y μ_t es la viscosidad turbulenta.

Por otra parte, a continuación se presentan algunos modelos de fórmulas que permiten evaluar el caudal sólido transversal a la playa, derivados de experimentos en laboratorio y mediciones de campo.

Dean and Dalrymple (2002) cit, refieren el modelo propuesto por Moore en 1982, modificado por Kribel and Dean en 1985, y asumen que la disipación de la energía es constante sobre un perfil de playa en equilibrio de forma $Ax^{2/3}$ constituido de arena de diámetro uniforme; por tanto, el caudal del sedimento por unidad de ancho q_s en la

dirección mar adentro es directamente proporcional a la diferencia de la disipación de energía para el perfil actual D_e y la disipación sobre el perfil de equilibrio D_{eq} .

$$q_s = K(D_e - D_{eq})$$

donde

K = coeficiente adimensional de proporcionalidad

$$D_e = \frac{5}{16} \rho g \zeta_b^2 (gd)^{1/2} \frac{d(d)}{dx}, \text{ disipación de energía para el perfil actual}$$

$$D_{eq} = \frac{5}{16D} \rho g^{3/2} \zeta_b^2 d^{1/2} \frac{d(d)}{dx}, \text{ disipación de energía sobre el perfil de equilibrio}$$

$$A = \left(\frac{24D_{eq}}{5\rho g \zeta_b^2 g^{1/2}} \right)^{2/3}, \text{ coeficiente del perfil de equilibrio}$$

$$d(x) = Ax^{2/3}, \text{ profundidad variable}$$

$$k = 2.2 \times 10^{-6} \text{ m}^4 / N$$

$$\zeta_b = \text{índice de profundidad rompiente, ecuación 4.127}$$

$$D = \text{diámetro del sedimento}$$

$$\rho = \text{densidad del agua}$$

$$g = \text{aceleración de la gravedad}$$

$$x = \text{abcisa del perfil de la playa. } x(+) \text{ cuando es en una dirección mar adentro.}$$

$$x(-) \text{ cuando es en dirección a la costa}$$

Cuando $D_e > D_{eq}$, existe un nivel de turbulencia grande en la zona de rompientes y el transporte es en dirección de mar adentro. Si $D_e < D_{eq}$, el transporte ocurre en dirección de la costa.

Yamamoto et al (1996), refiere a Sunamura, quien propone en 1984 un modelo para calcular el caudal del sedimento arrastrado transversal a la playa, por unidad de tiempo por unidad de ancho q_s , igual a

$$q_s = KU_R^{1/5} \phi(\phi - 0.13U_R)WD \quad 4.408$$

$$K = Ae^{-Bt/T}, \text{ coeficiente de transporte de sedimento}$$

$$U_R = gHT^2 / d_s^2, \text{ parámetro de Ursell}$$

$$\phi = \frac{S_e^2}{\delta_s d_s D} \text{ parámetro de Hallermeier}$$

W = velocidad de caída del sedimento

D = diámetro medio del sedimento

g = aceleración de la gravedad

δ_s = densidad relativa del sedimento

$d_s = (1.63 \tan \beta + 0.048)H_b$, profundidad que incluye el ascenso del nivel del mar por las olas

$S_e = 2.4(\tan \beta)^{0.3} d_s$, ascenso del nivel del mar por las olas

T = periodo de la ola

$\tan \beta$ = pendiente de la playa

t = tiempo de observación

H_b = altura de la ola rompiente

H_o = altura de la ola en aguas profundas

$$\left. \begin{aligned} A &= 3.61 \times 10^{-10} (D/H_o)^{-1.31} \\ B &= 4.20 \times 10^{-3} (\tan \beta)^{1.57} \end{aligned} \right\} \text{ para } \begin{aligned} \tan \beta &= 0.017 \text{ a } 0.125, \text{ y} \\ D/H_o &= 0.00006 \text{ a } 0.00102 \end{aligned}$$

Bailard (1982) propone un modelo sustentado en el método de Bagnold, que considera la disipación de energía, y hace una distinción entre el caudal del sedimento arrastrado por el fondo y el arrastrado en suspensión.

$$q_s(t) = \frac{\rho C_A \epsilon_s}{2(\rho_s - \rho)g(1 - p_o)W} \left[|u(t)|^2 u(t) - \frac{\tan \beta}{\tan \theta} |u(t)|^3 \right] \quad 4.409$$

$$q_{ss}(t) = \frac{\rho C_A \epsilon_{ss}}{2(\rho_s - \rho)g(1 - p_o)W} \left[|u(t)|^3 u(t) - \frac{\epsilon_s}{W} \tan \beta |u(t)|^5 \right] \quad 4.410$$

donde

$q_s(t)$ = caudal de sedimento por el fondo, transversal a la playa en peso sumergido

$q_{ss}(t)$ = caudal de sedimento en suspensión, transversal a la playa en peso sumergido

$u(t)$ = velocidad instantánea cerca del fondo

ρ = densidad del agua

ρ_s = densidad del sedimento

C_A = coeficiente de arrastre

θ = ángulo de fricción interna del sedimento

$\tan \beta$ = pendiente de la playa

p_o = relación de vacíos

W = velocidad de caída del sedimento

ϵ_s = factor de eficiencia en arrastre por el fondo igual a 0.10

ϵ_{ss} = factor de eficiencia en arrastre en suspensión igual a 0.002

Por otra parte, se han ejecutado muchos otros estudios para modelar numéricamente el transporte de sedimentos transversal a la playa, expresado por una ecuación semejante a la ecuación 4.414, encontrándose entre otros investigadores: Stive (1986), Koelvink (1991), Chen and van de Graff (1991), Hedegaard (1991), Wise et al (1991).

Perfiles de equilibrio

El transporte de sedimentos transversal a la playa, juega un rol importante en la conformación del fondo marino en la región cercana a la costa. La variación de la profundidad sobre una línea perpendicular a la línea de playa constituye un *perfil de playa*. Este perfil cambia si los volúmenes de sedimento arrastrados por las corrientes y el oleaje cambian, situación que como ya se ha mencionado depende de la magnitud de las mareas y vientos. Bajo estas condiciones, los perfiles de playa cambian en el tiempo, como ocurre con los perfiles de invierno y de verano, que sin la presencia de transporte a lo largo de la playa, el transporte transversal se encarga de redistribuir el sedimento a lo largo del perfil sin pérdidas de material, en consecuencia, se satisface el principio de la conservación de masa del sedimento transversalmente a la playa.

El perfil de invierno, contiene una o más barras (depósitos) en la zona exterior de la línea de rompientes, como se observa en la figura 4.43. Estas barras representan una protección a ataque fuerte de las olas y evitan pérdidas importantes de sedimento en dirección del mar.

El perfil de verano, producto del transporte transversal a la playa en dirección hacia tierra contiene una berma y la pendiente en la zona de rompientes es más empinada que en el perfil de invierno.

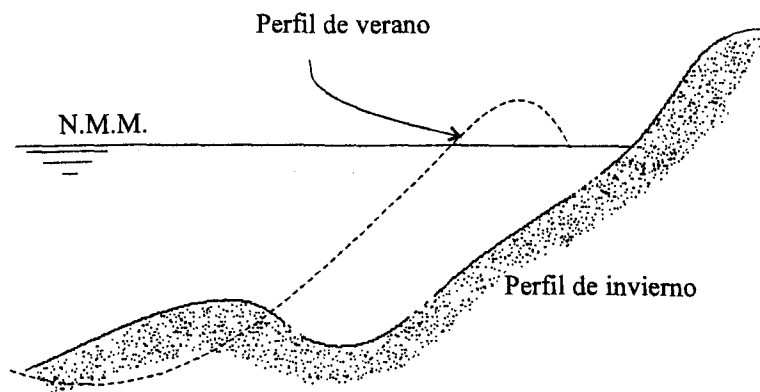


Figura 4.43 Perfil de invierno y de verano

El proceso general de variación del perfil de playa durante un régimen de olas extraordinarias y ordinarias, se resume en la figura 4.44.

De lo anterior se puede concluir que si existe una ola de característica permanente actuando sobre el fondo del perfil estable, es decir, sin transporte de sedimentos, y por tanto, sin erosión y sin depósitos, entonces, el perfil es llamado *perfil de equilibrio*. Rigurosamente este perfil no existe, pues requiere de una playa rectilínea, de corrientes y vientos nulos o sin fluctuaciones, y responde a pequeños cambios debidos a olas, corrientes y vientos locales. Este perfil de equilibrio es considerado un concepto dinámico, lo cual hace más complicado su estudio; sin embargo, es un concepto ampliamente utilizado en la evaluación de la línea de playa. Las características generales de este perfil son:

- a.- Cóncavo hacia arriba
- b.- Las pendientes son moderadas cuando el fondo se compone de sedimento fino
- c.- Las pendientes tienden a disminuir para olas empinadas

Se han desarrollado varios modelos para representar el perfil de equilibrio: algunos se sustentan en el balance de las fuerzas destructivas (de gravedad y turbulencia) y las fuerzas constructivas (esfuerzos cortantes del flujo cerca del fondo, fuerzas debidas a la velocidad de transporte de masa en el fondo y fuerza debidas a la superficie rodante de la ola) y su relación con las características geométricas de perfiles naturales.

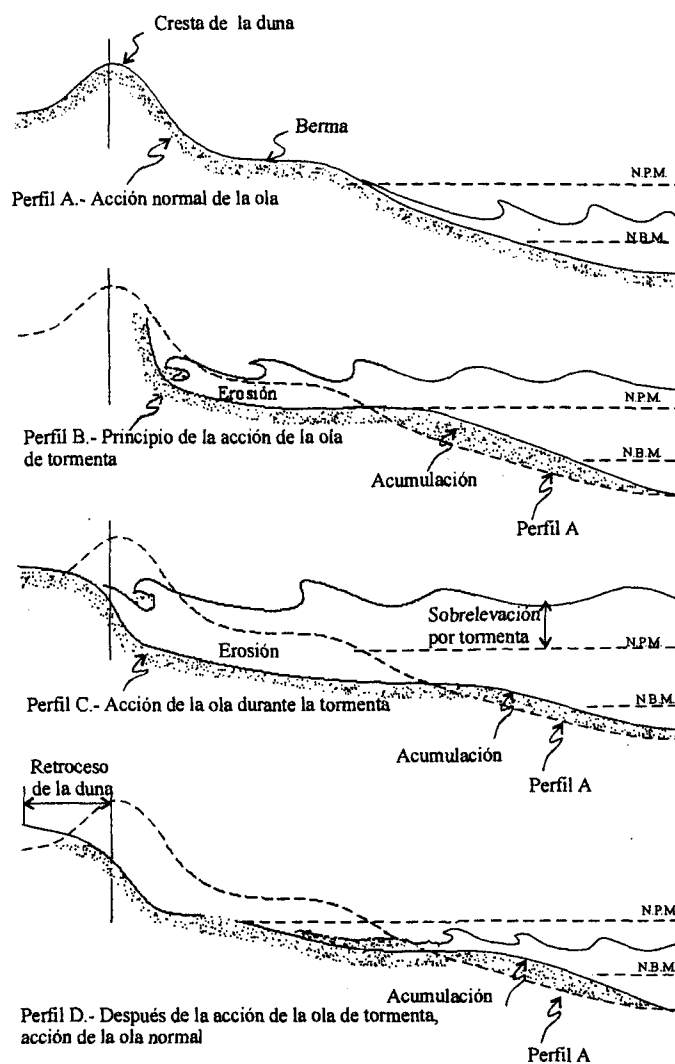


Figura 4.44 Variación del perfil de playa durante régimen de invierno y régimen de verano.
Lepetit (1972)

Dean en 1977, referido en Dean and Dalrymple (2002) cit., después de examinar 502 perfiles de playas de las costas de Estados Unidos y bajo un análisis de mínimos cuadrados, determina que los perfiles tienen una forma general del tipo de potencias

$$y = Ax^m \quad 4.411$$

que se aproxima a la deducida por el uso de la teoría lineal y un modelo simple de rotura de la ola.

En esta ecuación 4.411, y es la profundidad, x la distancia horizontal medida desde la línea de playa, m es un exponente de valor igual a $2/3$. El factor A representa un parámetro de escala del sedimento que depende del diámetro D .

$$A(D) = \left(\frac{24 D_e(D)}{5 \rho g \zeta_b^2} \right)^{2/3}$$

donde

$D_e(D)$ = disipación de energía por unidad de volumen para un sedimento de diámetro

D

ρ = densidad del agua

g = aceleración de la gravedad

ζ_b = índice de profundidad de rompimiento de las olas

La figura 4.45 presenta una versión de A contra D

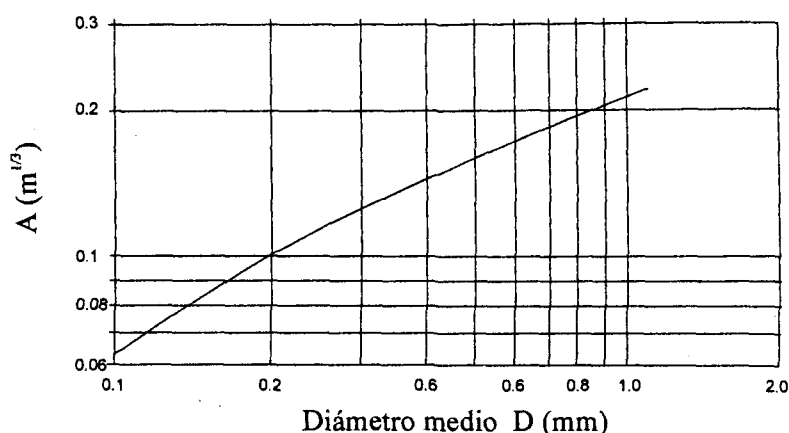


Figura 4.45. Variación del parámetro de escala del sedimento A , respecto al diámetro del sedimento D .

Brunn en 1953, referido en Brunn (1973), propone una aproximación analítica basada en parte sobre resultados de perfiles en la costa sureste de Florida, resultando que;

$$m = 2/3 \text{ y } A = 0.116 \text{ en } m^{1/3}$$

Por su parte Moore en 1982 presenta una expresión empírica, resultado de la correlación entre el parámetro A como una función del tamaño del sedimento D y de la velocidad de caída W ; esta ecuación fue modificada por Dean en 1987 para presentarla en la forma siguiente

$$A = 0.067 W^{0.44}$$

aquí, A tiene las unidades de $m^{1/3}$ y W en cm/s

Como anteriormente se mencionó, el perfil de equilibrio tiene utilidad cuando se requiere conocer la evolución de la línea de playa, en la determinación del transporte transversal, Bakker (1968), proyectos de reparación y alimentación de playas.

En este campo, muchos problemas específicos se han tratado bajo condiciones particulares, de modo que con la ayuda de las computadoras se han desarrollado muchos modelos numéricos, que se sustentan en la ecuación de continuidad y la ecuación de transporte (dinámica o equivalente) que gobierna el proceso.

La ecuación de continuidad o de conservación, constituye el modelo morfológico que consiste en un transporte de sedimento transversal y su relación con la variación de la profundidad

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \frac{1}{1-n} \frac{\partial q_s}{\partial x} \quad 4.413$$

donde

y = es la profundidad que cambia en la dirección x y en el tiempo

q_s = caudal del sedimento transversal a la playa

n = porosidad

La relación transporte o ecuación dinámica, para ser consistente con el perfil se expresa como

$$q_{st} = \int_0^d C(y)u(y)dy \quad 4.414$$

Donde q_{st} es el transporte de sedimento total, por el fondo más en suspensión, $u(y)$ la velocidad puntual promediada en el tiempo, $C(y)$ la concentración del sedimento puntual promediado en el tiempo y d la profundidad.

Aplicaciones de este tipo se tienen entre otras: las realizadas por Watanabe and Dibajnia (1996), Zheng and Dean (1996), Kriebel et al (1991).

Erosión en dunas

Con referencia al perfil de la playa indicado en la figura 1.4, el transporte de sedimento tratado en las secciones anteriores, se ubica principalmente en las zonas de rompientes o playa sumergida y de resaca o parte baja de estrán, sin embargo, la actividad se prolonga sobre lo alto del estrán hasta la zona de dunas.

El transporte sobre lo alto del estrán está sujeto al lamido de la ola, como se ha descrito en la sección 4.5.3, mientras tanto, la erosión que sufre la duna es producto de la acción severa de las olas y sobre elevación por tormenta, tal como se reportó en la sección 3.2., donde se indican cuatro niveles de impacto que clasifican los patrones inducidos por la tormenta y la magnitud relativa de la erosión y crecimiento neto sobre la barrera litoral, Sallenger et al (1999).

La figura 4.44, corresponde a un perfil de playa, en la parte alta, resultante del transporte de arena perpendicular a la línea de playa, donde se indican los siguientes puntos característicos:

- R_{max} y R_{min} que son las elevaciones máximas y mínimas de la superficie libre del agua debido a la sobrelevación de las olas en la playa. R_{max} , incluye la marea astronómica y la sobrelevación del nivel del mar por tormenta.
- D_{max} , es la elevación que representa la parte alta de la duna o en su caso, la elevación de la berma de no existir duna
- D_{min} , es la elevación de la base de la duna

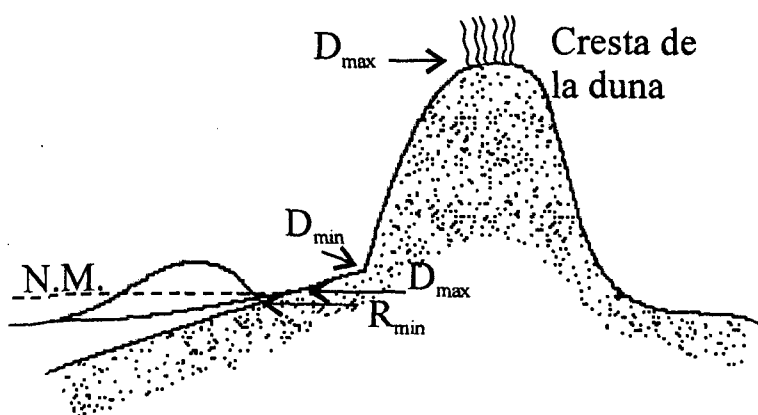


Figura 4.46. Puntos característicos de un perfil en lo alto de la playa. Sallenger et al. (1999)

La parametrización de los niveles de impacto de la tormenta se muestra en la figura 4.47 y se establece de la siguiente manera:

- Régimen de lamido; es la condición durante la tormenta, donde el lamido de la ola es confinado en el estrán y donde R_{max} / D_{max} es menor que el *umbral crítico* definido por

$$R_{max} / D_{max} = D_{min} / D_{max} \quad 4.415a$$

- Régimen de colisión; este ocurre cuando R_{max} excede la elevación de la base de la duna, D_{min} , entonces, el lamido de la ola erosiona ésta, produciendo un deslizamiento del talud de la misma, cuyo límite superior se alcanza cuando

$$R_{max} / D_{max} = 1 \quad 4.415b$$

- Régimen de rebase de las olas; se presenta sobre la cresta de la duna o berma en su caso, la erosión neta es desde el estrán hacia atrás de la duna y contribuye a la migración de la barrera litoral. El límite inferior de este régimen es $R_{max} / D_{max} = 1$

- Régimen de inundación; sucede cuando la duna o berma es completamente inundada, el límite inferior es igual a

$$R_{max} / D_{max} = 1 \quad 4.416$$

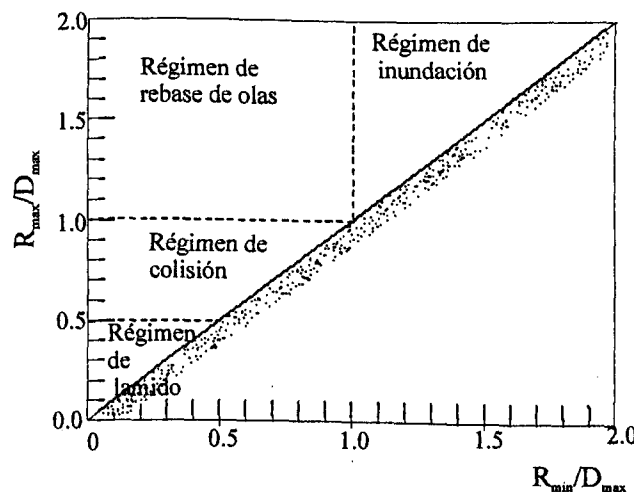


Figura 4.47 Régimen de impacto de tormentas sobre el cordón litoral. Sallenger et al (1999)

Erosión en el frente de dunas

Un modo para evaluar la erosión en el frente de la duna fue presentado por Nishi and Kraus (1996), el mismo que se relaciona con el impacto de las olas que alcanzan el frente de la duna durante la sobrelevación por la tormenta, así, por el peso del material erosionado P_E , se puede calcular como

$$P_E = 0.81 I; \quad \text{duna no compactada} \quad 4.417$$

$$(P_E)_C = 0.50 I; \quad \text{duna compactada} \quad 4.418$$

Donde, I es el *parámetro de impacto* de la fuerza por unidad de longitud de duna e igual a

$$I = ma_{(-)} \quad 4.419$$

Siendo, m la masa de agua por unidad de longitud de cresta del frente de la ola de altura H , longitud L y periodo T , propagándose en aguas poco profundas con profundidad media d , y expresada por

$$m = \frac{1}{2} \rho H T (gd)^{1/2} \quad 4.420$$

ρ , es la densidad del agua y g la aceleración de la gravedad

$a_{(-)}$, es la desaceleración de la masa m en el intervalo Δt del golpeteo de la ola sobre la duna e igual a

$$a_{(-)} = (gd)^{1/2} T \quad 4.421$$

Por tanto, la ecuación 4.419, se transforma en

$$I = \rho g d H \frac{\Delta t}{T}; \quad (N/m) \quad 4.422$$

La figura 4.48, muestra gráficamente el modelo anterior, observándose que la erosión equivale al deslizamiento de una capa de la duna por el impacto continuo de las olas al pie de ésta.

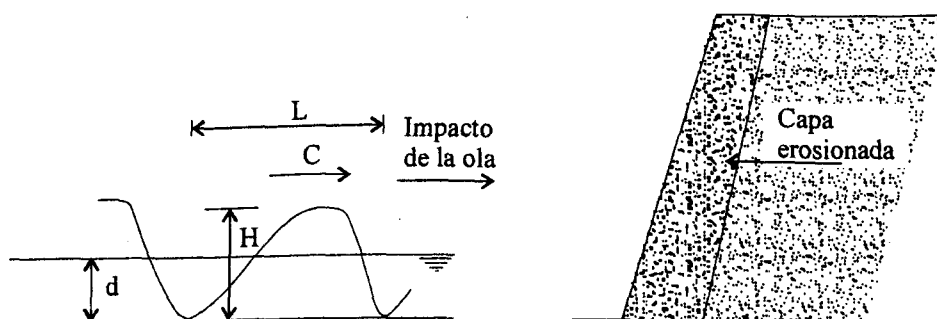


Figura 4.48 Erosión en el frente de una duna. Nishi and Kaus (1996)

Erosión en la parte alta de dunas

Como se mencionó en la sección anterior, la erosión en lo alto de las dunas o berma en su caso, ocurre durante la presencia de tormentas y corresponde al tercer y cuarto nivel de impacto de éstas, al sobre elevarse el nivel del mar e inundar y permitir el rebase de las olas sobre la barrera litoral por la parte más baja. Está claro que en la hidrodinámica de la zona de rompimiento generada sobre la barrera, no ocurre el flujo de retorno como normalmente ocurre con la resaca o corrientes de retorno, Dean and Dalrymple (2002) cit.

El proceso de erosión en esta zona fue descrito en la sección 1.4.4.4 y se resume como la pérdida de sedimento del cordón litoral, debido a un flujo de agua del mar unidireccional sobre el mismo con dirección hacia tierra, de modo que ese sedimento se deposita en capas en la zona inmediata a la de la laguna.

La evaluación del volumen de sedimento arrastrado y en consecuencia la erosión causada, ha sido posible mediante métodos convencionales de topografía, y técnicas de mapeo usando datos cartográficos, fotografía aérea, imágenes de satélite, como han sido empleadas por, Mc Bride R, et al (1991), Yamamoto (1992), Sault et al (1999), Hapke and Richmond (1999). Mas recientemente, se ha empleado el uso de la técnica de video, por ejemplo, Davison et al (1997), Overton and Fisher (1996), Wu and Juang (1996), Worley, et al (1997); Foot and Horn (1999), Brocy, et al., (1999) y Stumpf et al (1999)

Por otra parte, se han empleado métodos empíricos o semiempíricos para evaluar el volumen del sedimento transportado, por ejemplo: Holland et al (1991), determina la variación de la elevación y de la barrera litoral mediante el uso de la ecuación de conservación de la masa del sedimento, donde la ecuación de transporte por el fondo es la ecuación 4.360 de Bagnold que es función de la velocidad u a la tercera potencia. En esta ecuación se considera que el frente de la ola se desplaza como un resalto que se mueve con una celeridad C igual a $2.6(gd)^{1/2}$, y que se asume igual a la velocidad del fluido, por lo tanto

$$\frac{\partial y(x)}{\partial t} = -k \frac{\partial q_s(u)}{\partial x} - \infty 3u^2 \frac{du}{dx} \quad 4.423$$

donde k es el factor de corrección por porosidad, $\partial q_s / \partial x$ es el cambio local del transporte del sedimento y du / dx es el cambio local de la velocidad, negativo (desaceleración) igual a -0.05 m/s/m .

El valor de la celeridad fue obtenido con mediciones en campo mediante registros de video durante el Huracán Gilberto en septiembre de 1988, resultando un valor mínimo de 2.9 m/s y valor medio de 2.0 m/s.

Hancock and Kobayashi (1994) cit., Tega and Kobayashi(1996) cit., Tega and Kobayashi (2000), ejecutaron experimentos en laboratorio con oleaje irregular para medir el rebase de agua y volumen de sedimento arrastrado sobre dunas producto de la erosión del frente de éstas. Los resultados fueron comparados con fórmulas empíricas para playas en equilibrio, y plantean que la concentración media del sedimento en volumen, C_s , es definida por

$$C_s = \frac{Q_s}{Q} \quad 4.424$$

donde Q_s es el caudal de sedimento transportado por el rebase de las olas y Q es el caudal de agua por el rebase. C_s para arena de diámetro medio D_{50} igual a 0.38 mm puede considerarse igual a 0.004. El desarrollo de esta ecuación se presenta en la sección 1.4.5.4 correspondiente a la ecuación 1.43.

Tega and Kobayashi, aplican también dos modelos de transporte de sedimentos, el primero corresponde al propuesto por Trowbridge and Young en 1989, para olas no rompientes y condiciones de flujo plano, expresado como

$$\frac{q_s}{WD_{50}} = \frac{A\overline{u|u}}{g(\delta_s - 1)d} \quad 4.425$$

W es la velocidad de caída de las partículas del sedimento, g la aceleración de la gravedad, D_{50} el diámetro medio, δ_s la densidad relativa del sedimento, u la velocidad media instantánea en la profundidad y A un parámetro empírico, aproximadamente igual a 0.25, q_s corresponde a la fórmula del CERC, ecuación 4.391. La comparación entre los valores medidos y los calculados con la ecuación 4.425 mostraron una diferencia del 40%. El segundo modelo corresponde a Ribberink and Al-Salem presentado en 1994, que desarrollaron en un túnel de gran oscilación, y se expresa como

$$\frac{q_s}{WD_{50}} = af^{1.5} \frac{\overline{u^3}}{W^3} \quad 4.426$$

donde $a = \sqrt{2}$ es un parámetro empírico y f es un factor de fricción con valor comprendido entre .01 y 0.014, habiéndose considerado aceptable el valor de 0.01.

Las ecuaciones 4.425 y 4.426, según Tega and Kobayashi, pueden ser aplicadas a las condiciones de rebase de la ola rompiente, si $A=0.1$ en la ecuación 4.425 y $a = 5$ en la ecuación 4.426; sin embargo, al sustituir estos valores en las respectivas ecuaciones, en las que además se considera que $q_s = Q_s$ de la ecuación 4.424, entonces resulta

- Para la ecuación 4.425

$$C_s = BW_* \quad 4.427$$

donde B = parámetro empírico con valor aproximado de 0.8

$$W_* = \frac{W}{(\delta_s - 1)(gH_s)^{1/2}}; H_s \text{ es la altura de la ola significante}$$

- Para la fórmula 4.426

$$C_s = bD'_*$$

donde b = parámetro empírico de orden de 0.02

$$D'_* = \frac{gD}{W}, D \text{ diámetro medio } (D_{50})$$

los demás parámetros fueron definidos anteriormente.

De la comparación de las ecuaciones 4.427 y 4.428, los autores concluyen que ésta última es más congruente con la forma de los perfiles de concentración, por lo que esta misma ecuación es la recomendada y sugieren que C_s es del orden de 0.04.

4.9 IDENTIFICACION DE LINEAS DE INVESTIGACION

4.9.1. Introducción

Durante los últimos 50 años la necesidad de resolver problemas en el medio costero, ha permitido que el desarrollo del conocimiento de los procesos inherentes a éste sea significativo, donde los laboratorios de hidráulica, las computadoras y sensores han jugado un papel fundamental, por lo que, en la actualidad se puede decir que la ingeniería de costas es mucho más una ciencia que un arte, Sorensen (1998).

En un sistema natural costero, los elementos hidrodinámicos (olas y corrientes) y sedimentológicos (sedimento y topográficos) interactúan entre sí a diferentes escalas espaciales y temporales con un alto grado de no linealidad, que dada su complejidad, por lo general, son tratados de manera individual para evaluar los efectos de los factores generadores como son entre otros; el viento y las mareas.

La figura 4.48 muestra la relación de estos procesos y el rango de escalas en que se presentan, Stive et al (1995).

En el estudio precedente del estado del arte, se muestran teorías y modelos que permiten predecir el comportamiento del movimiento del fluido y la respuesta del fondo sobre las unidades morfológicas costeras. En la actualidad con la ayuda de nuevas herramientas para recolectar información medida en campo y laboratorio, técnicas de modelación física y numérica, el conocimiento de los mecanismos y magnitud de los procesos es cada vez mayor, sin embargo, la tarea es aún grande y complicada, como se ha reportado en la literatura concentrada en libros y artículos referidos.

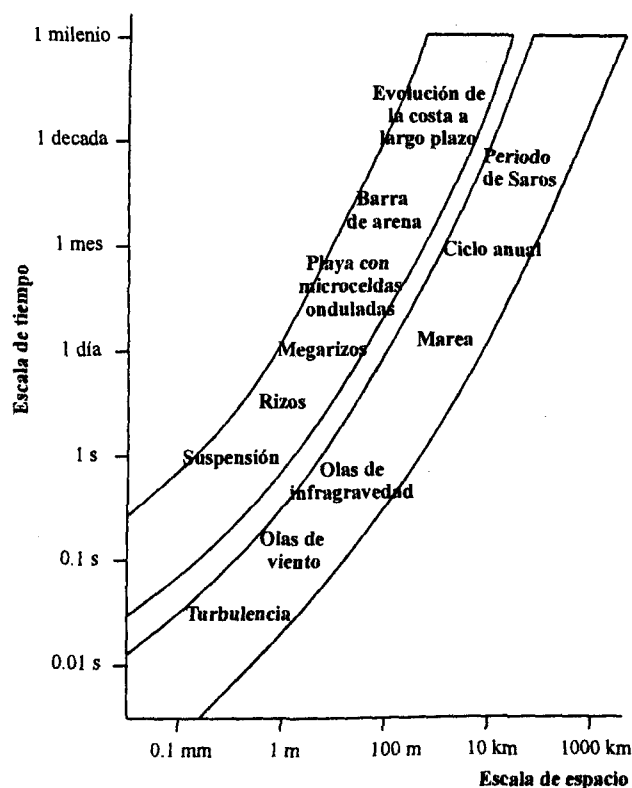


Figura 4.49 Escalas temporales y espaciales del movimiento del fluido y respuesta del fondo en la zona costera, en Stive et al (1995)

Con el propósito de identificar globalmente los avances de la ciencia en los procesos costeros, un grupo de 68 hombres de ciencia y especialistas en estos procesos se reunieron en St. Petesburg, Florida en septiembre de 1998; habiendo revisado los progresos de la última década sugirieron las áreas donde los esfuerzos de la investigación deberán ser dirigidos, Thornton, et al (2000).

Por otra parte, desde 1989, la Unión Europea ha hecho esfuerzos por promover un concepto global del Manejo Integral de la Zona Costera, que comprende actividades de investigación dentro de los programas de Ciencias Marinas y Tecnología y el Programa de Medio Ambiente y Clima, Partenscky (1998).

De estos importantes esfuerzos, ambas fuentes identifican las siguientes áreas prioritarias a atender:

a.- Procesos morfodinámicos de la costa relacionados con la cinemática no lineal de las olas de baja frecuencia, rompimiento de las olas, corrientes de retorno, transporte de masa inducida, capa límite en el fondo y turbulencia asociada, efecto de la pendiente del fondo. Aquí, las olas rompientes juegan un rol fundamental, por ello es necesario profundizar en la modificación que sufren éstas en su recorrido desde la zona exterior de la línea de rompimiento pasando por la zona de rompientes y continuar hasta lo alto de la playa, pues es poco entendido este proceso, inclusive hasta el concepto de ola rompiente. Estas olas generan un patrón de flujo sumamente complicado y por supuesto la interrelación de la disipación de energía y el transporte de sedimento tampoco es muy comprendida, lo que da como resultado modelos de primera aproximación. El desarrollo tecnológico de instrumentos de medición de avanzada resolución espacial y temporal, permite obtener más información en campo y laboratorio sobre la capa límite turbulenta de la ola, por ejemplo, facilitando el entendimiento de las estructuras de los flujos inducidos y así mejorar la parametrización sobre modelos a gran escala. En esta misma área se contempla considerar las corrientes; que son afectadas en grado importante por la presencia de olas de infragravedad resultado de la interacción de olas de gravedad, la vorticidad el efecto de una batimetría compleja y el viento.

b.- Procesos de Transporte de sedimentos en la zona del estrán y transporte de sedimento en la zona de rompientes. En general el transporte de sedimentos es una función no lineal de la velocidad del fluido y en consecuencia altamente sensible, que se traduce en la generación de flujos asimétricos, acumulación de sedimento, erosión, rompimiento de

las olas, formación de grupos de olas, corrientes medias e inestabilidad de las corrientes a lo largo de la costa que por supuesto afecta a los procesos de transporte. Para el fortalecimiento y desarrollo de nuevos modelos de predicción, la estrategia respectiva a seguir debe considerar la combinación de la experimentación de laboratorio y de campo, para mejorar y validar los modelos numéricos que simulan los procesos de los fenómenos, a la escala correspondiente, corta, mediana o grande con base espacio y tiempo.

c.- Morfología para procesos a gran escala. Por lo que respecta a la morfología, los modelos de predicción a escala pequeña son más comprendidos que los de escala grande a largo plazo, sin embargo, deformaciones del fondo, rizos y megarizos que actúan en todo proceso de transporte de sedimentos no han sido considerados adecuadamente.

Líneas de investigación

En el campo del transporte de sedimentos por el fondo y en suspensión, debido a la acción de olas y corrientes, es amplio el tratamiento individual de cada uno de estos factores mientras que para la acción combinada de éstas la atención es menor y con mayor dificultad.

Como se observó en el estado del arte, la formulación general del transporte de sedimentos se desarrolla en términos del flujo energético o de los esfuerzos cortantes en el fondo, presentando un cuadro de mayor complejidad de entendimiento para el transporte por el fondo respecto al transporte en suspensión. Para el primer caso, cuando los modelos se expresan en función del esfuerzo cortante, el caudal es proporcional al exceso del esfuerzo cortante en el fondo (esfuerzo cortante actuante menos esfuerzo cortante resistente) elevado a una potencia comprendida entre 1.5 a 2.5.

El desarrollo de los modelos de evaluación del caudal del sedimento transportado en suspensión, se sustenta en las ecuaciones de conservación de masa y modelos del flujo en capa límite; sin embargo, las dificultades se presentan en las condiciones temporales y espaciales de las fronteras del fondo y la distribución de la concentración (mezclado) del sedimento a lo largo de la profundidad bajo un proceso convectivo o difusivo vertical asociado a grandes vórtices.

Para entender la problemática anterior, dentro de las áreas prioritarias establecidas, las líneas de investigación que se recomiendan en el Reporte de la Reunión de Trabajo de

St. Petesburg, Florida, Thornton (200) cit., son:

- Estructura horizontal y vertical de la turbulencia y vorticidad bajo olas rompientes
- Disipación de energía de las olas por el arrastre de aire durante el rompimiento de las olas
- Efecto del viento sobre el rompimiento de las olas
- Efectos de reflexión, olas de infragravedad, y corrientes sobre el rompimiento de las olas y condiciones de batimetría
- Efecto de las olas rompientes sobre la distribución de la frecuencia-direccional y formas de las olas incidentes
- El mecanismo de mezclado de la circulación en la zona de rompientes
- Interrelación entre la variación temporal de la circulación y las olas incidentes
- Transición de flujos por marea y flujos derivados por la acción del viento y de olas en la zona de rompientes
- Estructura tridimensional de corrientes medias
- Sensibilidad del transporte de sedimentos en la zona del estrán y el ascenso de la ola en lo alto de la playa, la filtración de agua en fondos permeables incluyendo procesos de flujo no saturados
- Efecto de la corriente media paralela a la playa en el transporte de sedimentos sobre la zona del estrán
- Predicción del transporte de sedimentos por el fondo y en suspensión bajo combinación de olas y corrientes
- Turbulencia por olas y corrientes en 3 -D para escalas morfológicas pequeñas
- Efectos del movimiento del sedimento sobre capas límites
- Contribución al transporte de sedimentos por la migración de las formas del fondo
- Efectos del tamaño del grano del sedimento sobre el transporte de sedimentos
- Predicción morfológica a través del espectro de escalas de longitud
- Desarrollo de modelos morfológicos a gran escala
- Entendimiento de la reacción entre la morfología y los campos de flujo
- Acoplamiento entre escalas de longitud